

AUTOMATISCHE INTERFEROMETRISCHE PROFILABTASTUNG

von
Siegfried Raith
Erlangen, 1975



Digitized by the Internet Archive
in 2026

AUTOMATISCHE INTERFEROMETRISCHE PROFILABTASTUNG

Dem Fachbereich Ingenieurwissenschaften
der Universität Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Grades
Doktor - Ingenieur

vorgelegt von
Siegfried Raith
Erlangen, 1975



Als Dissertation genehmigt vom
Fachbereich Ingenieurwissenschaften
der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der Einreichung: 17. Dezember 1975

Tag der Promotion: 19. Februar 1976

Dekan: Professor Dr. rer.nat. H.-J. Schneider

Berichterstatter: Professor Dr.-Ing. D. Seitzer

Professor Dr. rer.net. A. W. Lohmann

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1 Einleitung	1
2 Aufgabenstellung	8
3 Beschreibung des Meßverfahrens	11
3.1 Meßprinzip	11
3.2 Lichtintensität im Zweistrahlinterferometer	13
3.2.1 Monochromatische Beleuchtung	13
3.2.2 Weißlicht	16
3.3 Weißlicht-Zweistrahlinterferenzen mit Wobbelung des Gangunterschiedes	19
3.4 Ermittlung der Profilhöhe	21
3.4.1 Kompensation durch Objektisch-Verstellung	30
3.4.2 Kompensation durch statische Referenzspiegelverstellung	32
3.4.3 Direktmessung	33
3.5 Verschiebung des Meßortes an der Probe	35
3.5.1 Verschiebung der Probe	36
3.5.2 Abtastung des Interferenzenbildes	37
3.6 Einfluß der Meßfleckgröße	38
4 Beschreibung der Meßeinrichtung	41
4.1 Mechanisch-optischer Aufbau	41
4.1.1 Interferometer-Strahlengang	41
4.1.2 Objektisch-Verstellung	44
4.1.3 Referenzspiegelverstellung	49
4.1.4 Intensitätsverlauf der Weißlichtinterferenzen	51
4.2 Elektronische Auswertung	53
4.2.1 Funktionelle Beschreibung der Schaltung	53
4.2.2 Empfängerverstärker als Beispiel einer Schaltungsdimensionierung	59
4.2.3 Wobbelhubeinstellung	73
4.2.4 Eichung der Meßeinrichtung	78

	Seite
5 Meßergebnisse	82
5.1 Anforderungen an die Meßobjekte	82
5.2 Meßobjekte mit kleinen Höhendifferenzen	83
5.3 Meßobjekte mit großen Höhendifferenzen	86
5.4 Meßobjekte mit durchsichtiger Deckschicht	90
5.5 Diskussion der erreichten Meßqualität	96
6 Ausblick auf technisch mögliche Realisierungen	101
6.1 Spektralverlauf	101
6.2 Meßfleckgröße	103
6.3 Erreichbare Meßgenauigkeit	106
6.4 Arten der Bildabtastung	114
7 Zusammenfassung	117
8 Literatur	119

AUTOMATISCHE INTERFEROMETRISCHE PROFILABTASTUNG

1. Einleitung

Makroskopisch ebene Werkstückoberflächen können im Mikrometerbereich Höhenunterschiede aufweisen. Die Meßtechnik zur Bestimmung dieser Oberflächenprofile stellt einen speziellen Zweig der Feinmeßtechnik dar. Das Ziel einer derartigen Profilmessung ist es, den Verlauf der Profilhöhe h_p als Funktion einer in der Ebene der Probenoberfläche liegenden Ortskoordinate x angeben zu können.

Die Vermessung von Oberflächenprofilen wird in den verschiedenen technischen Bereichen zu ganz unterschiedlichen Zwecken durchgeführt. In der Feinwerktechnik beispielsweise kann die Bearbeitungsgüte von Werkstücken beurteilt werden; aus dem Bereich der Werkstofftechnik ist es ein Anwendungsfall, daß aus dem Höhenverlauf angeätzter Materialschliffe auf Eigenschaften des Materialgefüges geschlossen werden kann.

In der Mikroelektronik, speziell in der Herstellungstechnik integrierter Schaltungen, wird die Mikroprofilmessung dazu eingesetzt, um die Höhe von Oxydstufen, die Dicke von Leiterbahnen oder die Tiefe von Ätzgruben zu bestimmen. Die Profilmessung ist in diesem industriellen Zweig ein Hilfsmittel zur Prozeßkontrolle.

Für die Profilmessung im Mikrometerbereich haben sich drei grundsätzlich verschiedene Verfahren bewährt, von denen wiederum zahlreiche Varianten existieren. Im folgenden sollen nur die wesentlichen Vorzüge und Nachteile der drei Verfahrensgruppen angeführt werden.

1. Mechanische Profilabtastung:

Bei Geräten dieser Gruppe [1] gleitet ein Taststift über die Oberfläche des Meßobjektes, wobei die Auslenkung des Taststiftes normal zur Probenoberfläche von einem hochgenauen Wegaufnehmer in einen elektrischen Meßwert umgewandelt wird.

Eine prinzipielle obere Grenze für den Meßbereich existiert nicht; die höchste erreichte Meßauflösung für die Probenhöhe ist besser als $0,01 \mu\text{m}$. Der wesentliche Nachteil dieser Meßmethode ist in der mechanischen Berührung zu sehen. Für eine ausreichend hohe laterale Auflösung darf die Spitze des Taststiftes nur einen Krümmungsradius von wenigen Mikrometern haben. Eine so feine Spitze erzeugt trotz geringer Auflagekraft einen sehr hohen Auflagedruck. In weichen Materialien hinterläßt der Taststift eine Tastspur und mißt die Profilhöhe entsprechend falsch.

2. Lichtschnitt-Verfahren:

Das Lichtschnitt-Verfahren ist eine geometrisch-optische Meßmethode. Es existieren mehrere Abwandlungen und Verfeinerungen. Die ursprüngliche SCHMALTZsche Lichtschnittmethode ist in dem Lichtschnittmikroskop der Firma Zeiss realisiert. Hierbei wird von einem Mikroskopobjektiv unter 45° gegen die Normale ein schmaler Lichtspalt auf das Meßobjekt projiziert. Unter 90° gegen die Einstrahlrichtung wird mit einem zweiten gleichartigen Objektiv die Form des Spaltbildes auf der Probe beobachtet. Das Spaltbild ähnelt der Spur eines Schrägschnittes durch das Meßobjekt und läßt dessen Höhenunterschiede quantitativ erkennen. Bei einem Meßbereich von ca. 1 mm liegt die Auflösung bei $1 \mu\text{m}$. Auch die nach dem Lichtschnittprinzip arbeitenden automatischen Abstandsfühler [2] haben ihre Auflösungsgrenze etwa bei $1 \mu\text{m}$.

Verfahren, die den Abstand einer Probe aus der Defokussierung eines Lichtpunktbildes an der Probenoberfläche erkennen, sind dem Lichtschnitt-Verfahren nahe verwandt, auch bezüglich des Meßbereiches und der Auflösungsgrenze [3].

3. Interferometrische Profilmessung:

Die bekannteste Methode zur Oberflächenprüfung von feingeschliffenen oder polierten Werkstücken besteht darin, daß man das Werkstück mit einer Quarzplatte in Kontakt bringt, deren Kontaktfläche eben ist oder den Soll-Krümmungsradius für das Werkstück besitzt. Betrachtet man das Werkstück durch die Prüfplatte hindurch, so ist die Berührungsfläche fast gleichmäßig hell, wenn die Radien von Prüfnormal und Werkstück übereinstimmen. Weichen sie etwas voneinander ab, so erzeugen die Interferenzen am "Luftkeil" konzentrische Helligkeitsstrukturen um den Berührungspunkt der beiden Flächen, die sog. NEWTONschen Ringe.

Diese Methode taugt vor allem zur Kontrolle der Gleichheit zweier Flächen, weniger für die quantitative Vermessung von Höhenunterschieden.

Für quantitative Messungen sind Zweistrahl-Interferometer des MICHELSON-Typs gebräuchlich. Bei Verwendung von monochromatischem Licht ist das gesamte Bildfeld von hellen und dunklen Interferenzstreifen durchzogen. Diese Streifen können gedeutet werden als Höhenlinien über dem Meßobjekt in Bezug auf eine zum Meßobjekt geneigte Referenzebene. Die Höhenlinien folgen einander im Abstand einer halben Wellenlänge des verwendeten Lichtes.

Der Rückschluß von der Interferenzfigur des Bildes auf das Höhenprofil der Probe ist nicht problematisch, wenn sich die Objekthöhe nur in einer lateralen Rich-

tung ändert und wenn diese örtliche Änderung allmählich verläuft. In Abb. 1 ist dazu ein Beispiel gezeigt. Liegen die Interferenzstreifen in der lateralen Richtung, in der sich die Objekthöhe ändert, so bilden die Interferenzen ein äquidistantes Streifensystem, dessen Auslenkung in der dazu senkrechten Richtung ein beinahe eindeutiges "Abbild" der Objekthöhe darstellt. Nur die Zählrichtung der Höhenlinien ist unsicher. Es muß jeweils gesondert untersucht werden, ob es sich bei einer bestimmten Struktur, etwa dem Graben aus Abb. 1, um eine Erhebung oder Vertiefung handelt. Der Wert für eine Höhendifferenz, etwa des Grabens aus Abb. 1, errechnet sich als Quotient aus Streifenversatz zu Streifenabstand. Die so ermittelte Zahl gibt die Höhendifferenz, gemessen in halben Lichtwellenlängen, an.

Ändert sich die Objekthöhe in beiden lateralen Richtungen allmählich, so ist die Interferenzfigur kaum noch visuell auswertbar (Abb. 2), obwohl noch die volle Information über die Objekthöhe im Interferenzbild enthalten sein kann.

Für spezielle Meßprobleme dieser Art sind Versuchsanordnungen bekanntgeworden, bei denen das Interferenzbild punktweise aufgenommen wird und anschließend ein Digitalrechner auf den flächenhaften Verlauf der Objekthöhe zurückschließt [4,5].

Wenn sich aber die Objekthöhe sprunghaft ändert, ist die Auswertung des monochromatischen Interferenzbildes nicht mehr eindeutig. Abb. 3 zeigt den Verlauf von Interferenzstreifen an einer Stufe. Da die Interferenzstreifen untereinander ununterscheidbar sind, ist die aus dem Streifenversatz ermittelte Stufenhöhe unsicher um ein additives Vielfaches der halben Lichtwellenlänge.

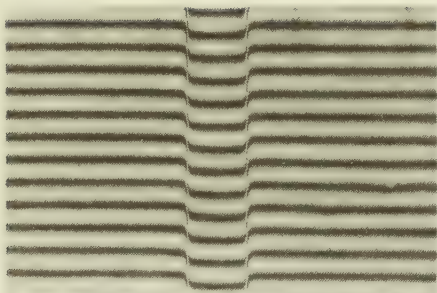


Abb. 1:

Monochromatische Zwei-
strahlinterferenzen
an einem Graben von
 $0,44 \mu\text{m}$ Tiefe

$$\lambda = 621 \text{ nm}$$

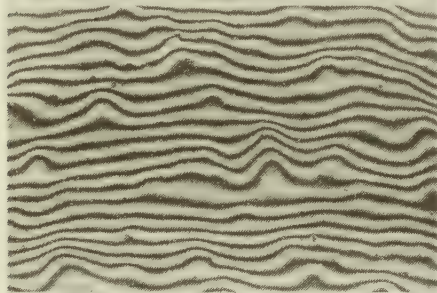


Abb. 2:

Monochromatische Zwei-
strahlinterferenzen
an einem hügeligen
Meßobjekt

$$\lambda = 621 \text{ nm}$$

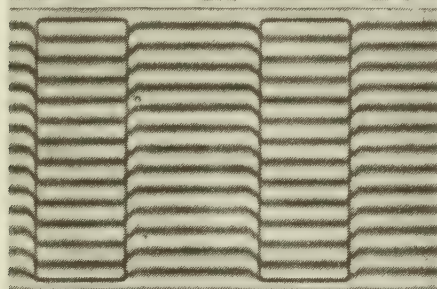


Abb. 3:

Monochromatische Zwei-
strahlinterferenzen
an Stufen von $1,4 \mu\text{m}$
Höhe

$$\lambda = 621 \text{ nm}$$

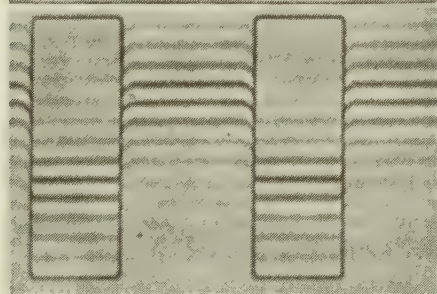


Abb. 4:

Weißlicht-Zweistrah-
linterferenzen an dersel-
ben Stufe bei derselben
Referenzspiegelstellung
wie in Abb. 3

Eine eindeutige Bestimmung der Stufenhöhe ist im Prinzip möglich, wenn zwei oder mehr Interferenzaufnahmen bei verschiedenen Lichtwellenlängen ausgewertet werden. Zieht man die unvermeidliche Meßunsicherheit bei der Einzelmessung in Betracht, so ergeben sich wieder Mehrdeutigkeiten zu größeren Stufenhöhen hin. Daher ist dieses Auswerteverfahren nur auf kleine Stufen - geringer als $1\text{ }\mu\text{m}$ - anwendbar.

Die einfachere Methode zur Absicherung der Stufenhöhe ist es, eine Vergleichsaufnahme im Weißlicht anzufertigen (Abb. 4). Wegen der extrem geringen Kohärenzlänge des Weißlichts treten nur einige wenige Interferenzstreifen auf, ein mittlerer unbunter Streifen und nach beiden Seiten hin farbige Streifen, deren Kontrast nach außen hin bald verblaßt. Der mittlere unbunte Streifen ist visuell gut zu verfolgen; in einer Schwarzweißaufnahme ist die Beurteilung schon schwieriger, weil nur noch der Helligkeitskontrast bewertet werden kann. Die Vergleichsaufnahme im Weißlicht muß bei derselben Stellung des Referenzspiegels im Interferometer erfolgen wie die monochromatische Aufnahme, weil nur dann der Schluß erlaubt ist, daß der tatsächliche (d. h. in die Rechnung einzusetzende) Streifenversatz an der Stufe für jede Lichtfarbe so groß ist wie der Versatz des mittleren Streifens in der Weißlichtaufnahme.

Der Meßbereich für die Profilhöhe ist bei der Zweistrahl-Interferometrie entweder durch die Kohärenzlänge des monochromatischen Lichts oder durch die Schärfentiefe des verwendeten Objektivs begrenzt. Werden Interferenzfilter mit ca. 10 nm Halbwertsbreite und Mikroskopobjektive mittlerer Vergrößerung eingesetzt, so ist der Meßbereich etwa $\pm 10\text{ }\mu\text{m}$. Die Auflösung ist beispielsweise $0,01\text{ }\mu\text{m}$, wenn es gelingt, im grünen Licht von $0,5\text{ }\mu\text{m}$ Wellenlänge

den Streifenversatz auf $1/25$ des Streifenabstandes zu vermessen. Mit verfeinerten Methoden läßt sich die Auflösung noch erhöhen.

Zu erwähnen ist für die Mikroprofilmessung noch die Vielstrahlinterferenzmethode nach TOLANSKY. Die Meßanordnung gleicht derjenigen zur Erzeugung NEWTONscher Ringe, nur mit dem Unterschied, daß die Referenzfläche auf hohes Reflexionsvermögen verspiegelt ist. Dadurch werden die Interferenzmaxima wesentlich schmaler und damit die Meßgenauigkeit höher als bei der Zweistrahlinterferenz.

Einen Nachteil oder eine Einschränkung für die Anwendung bedeutet es, daß sowohl das Meßobjekt einen hohen Reflexionsgrad aufweisen muß als auch ein sehr geringer Arbeitsabstand von wenigen Lichtwellenlängen zum Referenzspiegel einzustellen ist. Weißlicht-Interferenz ist nicht möglich.

Zusammenfassend kann über die interferometrischen Methoden zur Profilmessung gesagt werden, daß sie bezüglich des Meßbereichs und der erzielbaren Auflösung der mechanischen Profilabtastung vergleichbar sind, daß aber die Auswertung mühevoll wird, wenn das Meßobjekt in beiden lateralen Richtungen Höhenunterschiede aufweist oder Stufen besitzt.

2. Aufgabenstellung

Die folgenden Überlegungen und praktischen Arbeiten beziehen sich auf die Profilmessung im Rahmen der Herstellung integrierter Schaltungen.

Es liegt in der Eigenart dieser monolithischen Schaltungen, daß in beiden lateralen Richtungen, typischerweise in Abständen von 10 bis 100 μm , Höhenunterschiede auftreten und daß diese Höhenunterschiede bedingt durch die photolithographische Herstellungstechnik fast ausnahmslos abrupt erfolgen. Eine integrierte Schaltung besitzt ein zweidimensionales, unregelmäßiges Stufenprofil, das schwer oder gar nicht mit üblichen interferometrischen Verfahren vermessen werden kann.

Es war das Ziel der vorliegenden Arbeit, der mechanischen Profilabtastung ein interferometrisches Verfahren gegenüberzustellen, das vergleichbar hohe Meßgenauigkeit bei vergleichbar einfacher Bedienung verspricht. Es ist zu erwarten, daß ein Verfahren zur automatischen interferometrischen Profilaufzeichnung wegen seines Vorzugs der Berührungslosigkeit nicht nur in der Technologie integrierter Schaltungen eingesetzt werden kann.

Für die gestellte Aufgabe wurde eine Lösung gefunden, die sich mit Hilfe eines Mikroskop-Zweistrahlinterferometers (Auflichtmikroskop METALLOPLAN der Firma Leitz mit Zweistrahlinterferenzeinschub), einiger Zusatzbauteile zum Mikroskop und einer speziell entwickelten elektronischen Auswerteschaltung realisieren ließ.

Die Lösung besteht darin, daß das Zweistrahlinterferometer mit Weißlicht arbeitet und der Referenzspiegel des Interferometers periodisch in Richtung der optischen Achse

schwingt. Wenn diese Schwingung größer ist als die Kohärenzlänge des Weißlichts von ca. $1\text{ }\mu\text{m}$, so empfängt ein Photodetektor in der Bildebene des Interferometers schnell durchlaufende Lichtinterferenzen und wandelt sie in ein elektrisches Signal um. Dieses Signal enthält Information über die Höhe des untersuchten Präparates, bzw. seines Abstandes zur optischen Meßeinrichtung. Die Weißlichtinterferenzen dienen lediglich als Koinzidenzmarke für momentane Gleichheit der Lichtwege in Referenz- und Objekt-Teilstrahl.

In Kapitel 3 werden die zu erwartenden Detektorsignale berechnet und drei verschiedene Arten der elektronischen Signalverarbeitung diskutiert, die von dem Detektorsignal auf die Probenhöhe schließen lassen. Es werden zwei Kompensationsmeßverfahren, entweder mittels Objektisch-Verstellung oder durch statische Referenzspiegelverstellung, und ein rein elektronisches Auswerteverfahren, das die Probenhöhe direkt aus der Form des Detektorsignals zu bestimmen gestattet, vorgestellt.

Anschließend wird erörtert, auf welche Weise die Profilhöhe h_p nicht nur in einem Meßpunkt, sondern entlang einer geradlinigen Meßspur als Funktion einer lateralen Ortskoordinate x gemessen werden kann. Die Abtastung des Interferenzbildes erweist sich als vorteilhafter gegenüber einer Lateralverschiebung der Probe unter der Meßeinrichtung.

Auch der Einfluß der Meßfleckgröße auf die laterale Auflösung und auf die maximale, meßbare Steigung an der Probe läßt sich theoretisch gut erfassen.

Die Beschreibung der tatsächlich ausgeführten Meßeinrichtung wird in Kapitel 4 gegeben. Das Meßgerät ist so ausgeführt, daß bei einer maximalen Länge der Profilmeßspur von 2 mm

und einem Höhenmeßbereich von $\pm 10 \mu\text{m}$ eine Auflösung des Meßwertes für die Profilhöhe von $0,01 \mu\text{m}$ möglich ist. Das Meßgerät gestattet wahlweise alle drei Varianten der Profilhöhenmessung und belegt damit ihre grundsätzliche Durchführbarkeit.

In Kapitel 5 werden einige exemplarische Profilmeßkurven gezeigt. Die Kriterien für die Auswahl der jeweils günstigsten Meßart werden für diese Spezialfälle angeführt.

Eine Reihe von Gesichtspunkten, die bei einer optimalen Auslegung des Meßgerätes im Hinblick auf eine spezielle Anwendung zu beachten sind, werden in Kapitel 6 behandelt. Dabei ergibt sich auch eine Vorstellung über die Grenzen des Verfahrens bezüglich der Meßgenauigkeit.

3. Beschreibung des Meßverfahrens

In diesem Abschnitt werden die Vorstellungen erläutert, die dem Meßverfahren zugrundeliegen. Insbesondere der quantitative Verlauf des Detektorsignales, mit dessen Hilfe die Profilhöhe bestimmt werden soll, ist Gegenstand der Vorüberlegungen. Die Kenntnis der zu erwartenden Interferenzsignale ist Voraussetzung für einen gezielten Entwurf des Meßgerätes.

Bei der Entwicklung dieses neuartigen Meßgerätes haben die theoretischen Erwägungen und die praktischen Vorversuche sich notwendigerweise ergänzt. Für die nachträgliche Beschreibung der Arbeit empfiehlt es sich, diejenigen Überlegungen voranzustellen, die sich nicht speziell auf das Ausführungsbeispiel der Meßeinrichtung beziehen.

3.1 Meßprinzip

In einem MICHELSON-Zweistrahlint interferometer (Abb. 5) können zwei verschiedene Arten der Abstandsmessung durchgeführt werden. Die Zweistrahlint interferenzen im einfarbigen Licht erlauben eine inkrementale Wegmessung für kontinuierliche Abstandsänderungen eines Meßobjektes durch Abzählen der Interferenzmaxima, wobei die halbe Wellenlänge die Teilungslänge der inkrementalen Messung ist.

Die Weißlicht-Zweistrahlint interferenzen ermöglichen eine absolute Abstandsmessung zum Meßobjekt, indem der Referenzspiegel verstellt wird, bis die "Mitte" des Interferenzbündels auftritt. Die Weißlichtinterferenz dient als Koinzidenzmarke dafür, daß Objektteilstrahl und Referenzteilstrahl momentan gleiche optische Weglängen besitzen. Die Messung des Abstandes zum Meßobjekt ist damit auf die

Messung der Lage des Referenzspiegels zurückgeführt worden. Die "Mitte" des Interferenzbündels sollte so definiert werden, daß sie meßtechnisch günstig zu erfassen ist. Dazu werden an späterer Stelle noch Überlegungen angestellt.

Kennzeichnend für die in der vorliegenden Arbeit beschriebene Vorrichtung zur Abtastung von Oberflächenprofilen [6] ist es, daß als Abstandsfühler ein Weißlicht-Zweistrahlin-terferometer dient, dessen Gangunterschied zwischen Objekt- und Referenzteilstrahl um mehr als die Kohärenzlänge des verwendeten Lichtes periodisch und stetig verstellt wird. Diese Verstellung wird im folgenden als Wobbelung bezeichnet.

Infolge dieser Wobbelung des Gangunterschiedes treten schnelle, periodische Interferenzerscheinungen im Bild auf, die visuell nicht zu beobachten sind, aber von einem Photodetektor in der Bildebene aufgefangen und in ein elektrisches Signal gewandelt werden können, das ausreichende Information über den Abstand des Meßobjektes enthält.

Wie in Kapitel 3.4 ausgeführt wird, handelt es sich um eine relativ komplizierte Signalform (s. Abb. 7), die auch nur in Verbindung mit dem Wobbelsignal einen Schluß auf die Probenhöhe zuläßt. Es ist nicht möglich, mit einem kommerziellen, elektronischen Meßgerät aus dem Detektorsignal eine Meßgröße für die Profilhöhe zu gewinnen. Statt dessen muß eine elektronische Schaltung entworfen werden, die dem speziellen Signalauswertungsproblem angemessen ist. Die Funktion einer solchen Schaltung beschreibt der Abschnitt 4.2.1. Diese elektronische Schaltung wirkt im Falle der Kompensationsmeßarten nach 3.4.1 und 3.4.2 sogar auf die optische Meßeinrichtung zurück, was die starke gegenseitige Abhängigkeit von optischem und elektronischem Meßteil erkennen läßt.

Die Wobbelung des Gangunterschiedes wird auf einfache Weise durch eine Schwingung des Referenzspiegels in Richtung der optischen Achse erreicht.

Bevor Einzelheiten der Verarbeitung des Detektorsignals zur Meßgröße für die Profilhöhe angeführt werden, soll das optische Verhalten eines Weißlicht-Zweistrahlinterferometers mit Wobbelung des Gangunterschiedes quantitativ abgeleitet werden.

Die mathematische Formulierung in den Abschnitten 3.2.1 und 3.2.2 erfolgt in Anlehnung an einige ausgewählte Lehrbücher der Optik [7, 8, 9].

3.2 Lichtintensität im Zweistrahlinterferometer

In Abb. 5 ist der Aufbau eines MICHELSON-Interferometers schematisch gezeigt. Das Licht aus der Lampe durchläuft ein Filter und wird von einem Teilerspiegel in zwei Teilstrahlen aufgesplittet. Diese Teilstrahlen werden von Spiegeln in sich selbst reflektiert und gelangen wiederum zum Teilerspiegel. Am Ort des Detektors überlagern sich Lichtanteile aus beiden Teilstrahlen. Es wird angenommen, daß das Licht als ebene Welle in Richtung der optischen Achsen läuft. Die Differenz der Wegstrecken für das Licht in beiden Teilstrahlen wird als Gangunterschied G bezeichnet.

3.2.1 Monochromatische Beleuchtung

Das Filter sei nur für Licht der Wellenlänge λ durchlässig.

Zwischen der Wellenlänge λ , der Wellenzahl G , der Lichtfrequenz ν , der Kreisfrequenz ω und der Lichtgeschwindigkeit c gelten die bekannten Zusammenhänge

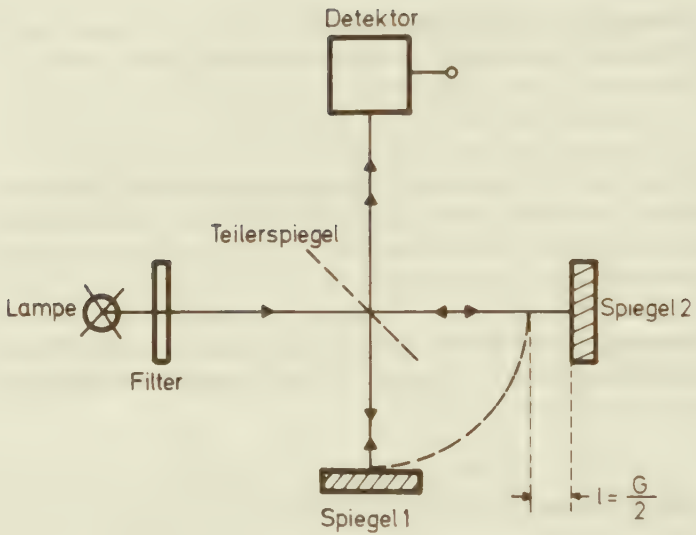


Abb. 5: Schematischer Aufbau eines MICHELSON-Zweistrahlinterferometers

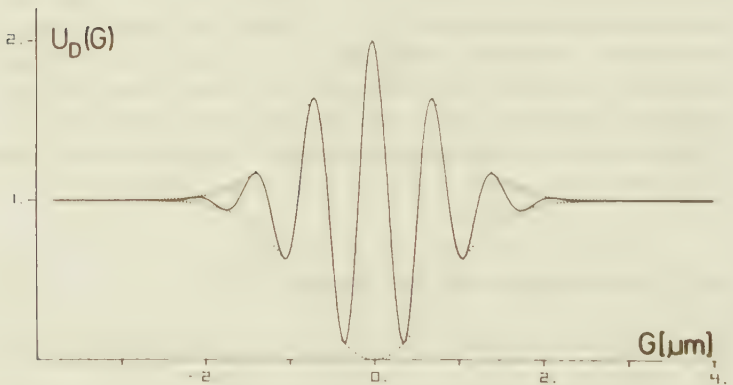


Abb. 6: Detektorsignal als Funktion des Gangunterschiedes G im MICHELSON-Zweistrahlinterferometer bei Weißlicht-Beleuchtung (gerechneter Verlauf)

$$\lambda = \frac{1}{\sigma} \quad , \quad \omega = 2\pi\nu \quad , \quad \nu \cdot \lambda = c$$

In der Ebene des Empfängers haben die Strahlanteile die Amplituden u_1 und u_2 .

$$u_1 = A \cdot \cos \omega t$$

$$u_2 = B \cdot \cos(\omega t - 2\pi \sigma G)$$

Die Gesamtamplitude u des Lichtes in der Empfängerebene ist

$$u = u_1 + u_2 = A \cdot \cos \omega t + B \cdot \cos(\omega t - 2\pi \sigma G)$$

Sowohl das Auge als auch alle anderen Lichtempfänger reagieren nur auf die Lichtintensität I .

$$I = \langle |u|^2 \rangle$$

wobei die spitzen Klammern $\langle \rangle$ das zeitliche Mittel der eingeschlossenen Funktion, über die Ansprechzeit des jeweiligen Empfängers gemessen, bedeuten sollen.

Da die Lichterregung u reell angesetzt ist, erübrigt sich die Betragsbildung vor dem Quadrieren.

$$I = \langle u^2 \rangle = \langle A^2 \cdot \cos^2 \omega t + B^2 \cdot \cos^2(\omega t - 2\pi \sigma G) + 2AB \cdot \cos \omega t \cdot \cos(\omega t - 2\pi \sigma G) \rangle$$

$$= A^2 \cdot \frac{1}{2} + B^2 \cdot \frac{1}{2} + \langle AB [\cos 2\pi \sigma G + \cos(2\omega t - 2\pi \sigma G)] \rangle$$

$$I = \frac{A^2}{2} + \frac{B^2}{2} + AB \cdot \cos 2\pi \sigma G \quad (3.1)$$

Der letzte Term für die Intensität wird als Interferenzterm bezeichnet. Die Modulationstiefe der Lichtintensität durch die Interferenz ist vom Verhältnis der Teilstrahlamplituden abhängig. Der maximale Kontrast zwischen Interferenzmaximum und -minimum ergibt sich bei gleichen Amplituden.

Die Annahme gleicher Teilstrahlamplituden bedeutet für die weiteren Betrachtungen keine Einschränkung, vereinfacht aber die Schreibweise.

$$A = B = 1$$

$$I = 1 + \cos 2\pi G = 1 + \cos 2\pi \frac{G}{\lambda} \quad (3.2)$$

Die Maxima der Lichtintensität folgen einander im Abstand einer Wellenlänge λ für den Gangunterschied G oder im Abstand einer halben Wellenlänge für die Spiegelverschiebung ℓ .

3.2.2 Weißlicht

Die Lampe habe eine spektrale Verteilung ihrer Lichtausstrahlung $L(\zeta)$, das Filter eine spektrale Transmissionscharakteristik $T(\zeta)$ und der Empfänger die spektrale Empfindlichkeit $E(\zeta)$. Die Spiegel seien farbneutral.

Alle einzelnen Spektralverteilungen werden zu einer gemeinsamen Spektralfunktion $S(\zeta)$ zusammengefaßt, die im Maximum zu Eins normiert sei.

$$S(\zeta) \sim L(\zeta) \cdot T(\zeta) \cdot E(\zeta) \quad (3.3)$$

Die Signalspannung U_D am Detektor kommt durch das Zusammenwirken aller Spektralanteile des Lichts zustande. Ein schmaler Spektralbereich der Breite $d\sigma$ erzeugt einen Anteil dU_D des Detektorsignals.

$$dU_D = (1 + \cos 2\pi\sigma G) \cdot S(\sigma) \cdot d\sigma \quad (3.4)$$

Die Funktion für das Detektorsignal U_D gewinnt man durch Integration dieser Gleichung über den gesamten Spektralbereich. Die Wellenzahl σ kann nur positive Werte annehmen; daher ist das Integral über den Bereich $\sigma \geq 0$ zu erstrecken.

$$\begin{aligned} U_D &= \int_0^{\infty} S(\sigma) \cdot (1 + \cos 2\pi\sigma G) d\sigma \\ &= \int_0^{\infty} S(\sigma) d\sigma + \int_0^{\infty} S(\sigma) \cdot \cos 2\pi\sigma G \cdot d\sigma \\ &= U_0 + \operatorname{Re} \left[\int_0^{\infty} S(\sigma) \cdot e^{2\pi i \sigma G} d\sigma \right] \end{aligned} \quad (3.5)$$

Der vom Gangunterschied G abhängige Anteil des Detektorsignals U_D ist der Realteil der FOURIER-Transformierten der Spektralfunktion $S(\sigma)$.

Annahme über den spektralen Verlauf $S(\sigma)$:

$S(\sigma)$ sei eine GAUSSsche Glockenkurve mit dem Maximum Eins an der Stelle σ_0 und in ihrem Wert jeweils auf $1/e$ abgefallen an den Stellen $(\sigma_0 - a)$ und $(\sigma_0 + a)$.

$$S(\sigma) = e^{-\frac{(\sigma - \sigma_0)^2}{a^2}} \quad (3.6)$$

Diese Annahme erleichtert die Rechnung, weil die FOURIER-Transformierte einer GAUSSschen Glockenkurve wieder eine Glockenkurve als Einhüllende ergibt.

Eine Abschätzung (4.1.4) über die tatsächliche Spektralverteilung im Versuchsaufbau an späterer Stelle rechtfertigt diese Annahme.

Es ergibt sich

$$U_D = a \cdot \pi \left[1 + \cos(2\pi G_0 G) \cdot e^{-(\pi a G)^2} \right] \quad (3.7)$$

Der Faktor $a\pi$ wird in der weiteren Rechnung weggelassen.

Es ergibt sich also ein Interferenzverlauf, dessen Periode einer monochromatischen Beleuchtung mit G_0 entspricht und der die Glockenkurve

$$e^{-(\pi a G)^2} \quad \text{als Einhüllende hat.}$$

In Abb. 6 ist die errechnete Funktion $U_D(G)$ im Bereich $-4\mu\text{m} \leq G \leq +4\mu\text{m}$ für den Gangunterschied G aufgezeichnet.

Die Konstanten wurden für das Beispiel zu

$$G_0 = 1,4 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$$

$$\text{und} \quad a = 0,3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1} \quad \text{gewählt.}$$

Diese Zahlenwerte ergeben sich aus der Abschätzung des spektralen Verhaltens der Meßeinrichtung in Kapitel 4.1.4. Errechnete und gemessene Interferenzkurven (Abb. 6 und 23) stimmen gut überein; deshalb werden diese Zahlen für die weitere Rechnung verwendet.

3.3 Weißlicht-Zweistrahlinterferenzen mit Wobbelung des Gangunterschiedes

Die in Abb. 6 aufgezeichnete Funktion $U_D(G)$ enthält nur in ihrem cos-Term Information über den Gangunterschied G . Daher wird der Gleichanteil des Detektorsignals für die weitere Betrachtung fortgelassen und die so entstehende Funktion mit $U(G)$ bezeichnet.

Der Gangunterschied G im Interferometer nach Abb. 5 ist Null, wenn sich der Spiegel 2 an der zu Spiegel 1 konjugierten Stelle im Teilstrahl 2 befindet. Jeder der Spiegel habe eine Ruhelage oder Mittenlage, die zueinander konjugiert sind. Diese Spiegelstellungen werden im folgenden "Nullage" genannt.

Liegt der Spiegel 1 um die Strecke h von der Nullage ab, so ist der Gangunterschied G

$$G = 2 h \quad .$$

Führt der Spiegel 2 außerdem sinusförmige Schwingungen in Richtung der optischen Achse mit der Amplitude l_0 aus, wobei die Spiegelschwingung

$$l = l_0 \cos 2 \pi f_w t \quad (3.8)$$

mit der Wobelfrequenz f_w ist, so ist der Gangunterschied

$$G(t) = 2 (h - l_0 \cdot \cos 2 \pi f_w t) \quad . \quad (3.9)$$

Das Detektorsignal ohne Gleichanteil $U(G)$ wird nun eine Funktion der Zeit t und lautet

$$U(t) = \cos \left[4 \pi G_0 (h - l_0 \cdot \cos 2 \pi f_w t) \right] \cdot e^{-[2 \pi a (h - l_0 \cdot \cos 2 \pi f_w t)]^2} \quad (3.10)$$

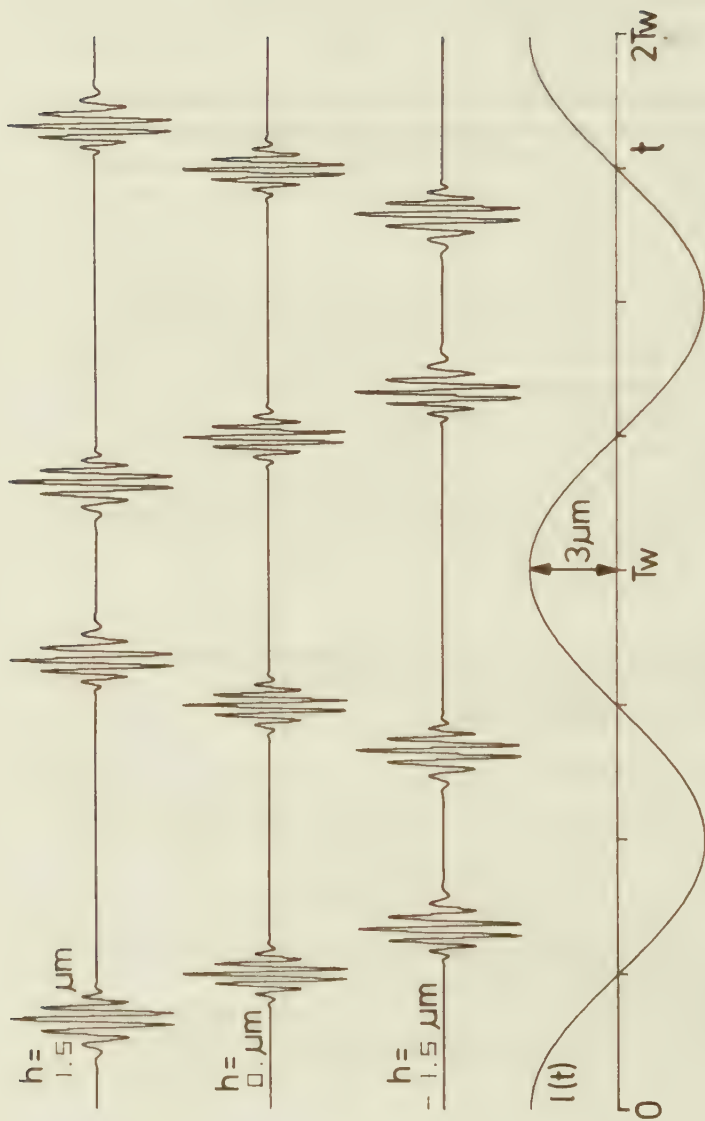


Abb. 7: Interferenzsignale $U(t)$ bei Wobbelung des Gangunterschiedes für verschiedene Probenhöhen h (gerechneter Verlauf)

In Abb. 7 ist der errechnete Verlauf des Weißlicht-Interferenzen-Signals $U(t)$ über zwei Periodendauern T_w der Spiegelschwingung aufgezeichnet. Der Spiegel 2 schwingt mit einer Amplitude $l_0 = 3 \mu\text{m}$, der Spiegel 1 nimmt in der Darstellung von unten nach oben nacheinander die Stellungen $- 1,5 \mu\text{m}$, $0 \mu\text{m}$ und $+ 1,5 \mu\text{m}$ gegenüber seiner Nullage ein.

3.4 Ermittlung der Profilhöhe

Der Spiegel 1 aus Abb. 5 soll nun als Meßobjekt angesehen werden, dessen Abweichung h von der Nullage zu vermessen ist. Diese Abweichung h kann als Probenhöhe aufgefaßt werden. Die in die tatsächliche Meßeinrichtung einbezogene optische Abbildung wird noch nicht beachtet.

Aus Abb. 7 ist zu ersehen, daß die Interferenzverläufe für verschiedene Probenhöhen h eine vorzeichenrichtige Abweichung von der Symmetrie zeigen. Bei positiver Probenhöhe liegen die Interferenzbündel zeitlich näher am Maximum der Spiegelschwingung, für negative Probenhöhe näher am Schwingungsminimum.

Schon aus der mathematischen Beschreibung für $U(t)$ ist unmittelbar abzulesen, daß die Interferenzfunktion ihr absolutes Maximum zu dem Zeitpunkt hat, zu dem die momentane Spiegelauslenkung $l(t)$ gleich der Probenhöhe h ist. Bei bekannter Spiegelschwingung kann die Probenhöhe daher ermittelt werden, wenn die zeitliche Lage des absoluten Interferenzenmaximums gemessen werden kann.

Die zeitliche Vermessung des absoluten Maximums eines periodischen Spannungsverlaufes wäre leicht zu realisieren.

Diese Art der Signalauswertung ist aber aus zwei Gründen nicht zu empfehlen.

Der erste Grund liegt in der theoretisch zu erwartenden Signalform an Stufen. Verläuft in dem vom Empfänger erfaßten Oberflächenbereich gerade eine Stufe, so weicht die Signalform von der in Abb. 7 gezeigten wesentlich ab. Die möglichen Signalformen U' sind Summen zweier Interferenzensignale von unterschiedlichem Gangunterschied G und beliebiger Gewichtung k .

$$U'(t) = k \cdot U(t, G_1) + (1-k) \cdot U(t, G_2) \quad (3.11)$$

mit $0 \leq k \leq 1$,

G_1, G_2 beliebig.

Diese zusammengesetzte Funktion kann ihr absolutes Maximum an Stellen haben, aus denen auf einen Gangunterschied G geschlossen wird, der nicht zwischen G_1 und G_2 liegt. An Stufen könnten also markante Meßfehler auftreten.

Der zweite Grund bezieht sich auf die Abweichungen der optischen Bauelemente vom idealen Verhalten. Bei der Realisierung der Meßeinrichtung (s. Kapitel 4) zeigte das Detektorsignal nicht für jede Referenzspiegelstellung und in jedem Punkt des Gesichtsfeldes den idealen, symmetrischen Verlauf. Die Abweichung von der Symmetrie des Detektorsignals zum Gangunterschied $G = 0$, wie sie durch Gleichung (3.7) oder Abb. 6 gezeigt wird, änderte sich stetig mit der Lage des Meßortes im Gesichtsfeld; auch der Fall zweier gleich großer Maxima trat auf. In einem solchen Fall könnte ein zeitlicher Sprung des absoluten Maximums vorgetäuscht werden; trotz ebenen Meßobjektes würde eine Stufe von ca. $0,35 \mu\text{m}$ gemessen. Ein Meßfehler dieser Größe wäre nicht tolerierbar.

Eine Abweichung von der errechneten Form des Interferenzenverlaufs tritt auf, sobald beide Teilstrahlengänge eine etwas unterschiedliche Dispersion aufweisen. Obwohl ideale optische Elemente diesen Effekt nicht zeigen dürften, sollte die Signalauswertung die tatsächlichen Gegebenheiten berücksichtigen und eine Quelle derartig grober Meßfehler unschädlich machen, wie im folgenden ausgeführt wird.

Die Lage des Interferenzenbündels läßt sich auch bestimmen, wenn statt eines bestimmten Extremwertes die "Mitte" des Bündels Kriterium für die zeitliche Lage ist. Als Mitte t_M wird definiert, daß sie die Flächenbeträge unter der Interferenzenkurve $U(t)$ halbieren soll.

Die Definitionsgleichung für die Interferenzenmitte t_M lautet

$$\int_{t_1}^{t_M} |U(t)| dt = \int_{t_M}^{t_2} |U(t)| dt \quad , \quad (3.12)$$

wobei t_1 und t_2 Zeitpunkte vor und nach t_M sind, an denen die Einhüllende der Interferenzen auf vernachlässigbar kleine Werte abgeklungen ist.

Eine solche Meßanweisung für t_M sieht in mathematischer Formulierung umständlich aus, läßt sich aber schaltungs-technisch leicht realisieren, wie später gezeigt wird.

Pro Periode der Spiegelschwingung treten zwei Interferenzenbündel im Signal auf. Zwar sind diese Bündel nicht unbedingt in sich symmetrisch, aber doch eines das Spiegelbild des anderen, wobei die Symmetrieachsen in der Darstellung (Abb. 7) in die Zeitpunkte der maximalen Schwingungspiegelauslenkung $t = T_w/2, T_w, 3/2 T_w$ zu legen wären.

Die zeitliche Mitte des ersten Interferenzenbündels sei t_{M1} , die des zweiten t_{M2} . Wegen der Symmetrie des Kurvenverlaufs liegen auch diese beiden Zeitpunkte symmetrisch zu $T_w/2$, und es gilt:

$$t_{M2} = T_w - t_{M1} \quad .$$

Unter der Voraussetzung, daß zu den Zeitpunkten der maximalen Schwingungspiegelauslenkung die Interferenzen abgeklungen sind, läßt sich t_{M1} aus der Definitionsgleichung (3.12) bestimmen, indem $t_1 = 0$ und $t_2 = T_w/2$ gesetzt wird.

$$\int_0^{t_{M1}} |U(t)| dt = \int_{t_{M1}}^{T_w/2} |U(t)| dt$$

Wegen der Symmetrie des Funktionsverlaufes gilt für die zweite Halbperiode entsprechend

$$\int_{T_w - t_{M1}}^{T_w} |U(t)| dt = \int_{T_w/2}^{T_w - t_{M1}} |U(t)| dt$$

Die Summe beider Gleichungen lautet dann

$$\int_0^{t_{M1}} |U(t)| dt + \int_{T_w - t_{M1}}^{T_w} |U(t)| dt = \int_{t_{M1}}^{T_w - t_{M1}} |U(t)| dt$$

oder

$$\int_0^{t_{M1}} |U(t)| dt + \int_{T_w - t_{M1}}^{T_w} |U(t)| dt + \int_{t_{M1}}^{T_w - t_{M1}} -|U(t)| dt = 0 \quad (3.13)$$

Nun wird eine Funktion $U_{PG}(t)$ definiert mit der Eigenschaft

$$U_{PG}(t) = \begin{cases} -|U(t)| & \text{für } \tau < t < T_w - \tau \\ +|U(t)| & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.14)$$

τ bestimmt den Umschaltzeitpunkt des Vorzeichens.

Die Indizierung PG der Funktion soll darauf hinweisen, daß sie durch einen phasenempfindlichen Gleichrichter (lock-in amplifier) realisiert werden kann. Dann gilt für das zeitliche Mittel der Funktion $U_{PG}(t)$ wegen Gleichung (3.13)

$$\overline{U_{PG}} = \frac{1}{T_w} \int_0^{T_w} U_{PG}(t) dt = 0 \quad \text{für } \tau = t_{M1}. \quad (3.15)$$

In Abb. 8 sind der Betrag der Interferenzenfunktion $U(t)$, die Funktion $U_{PG}(t)$ und die Schwingspiegelauslenkung $l(t)$ übereinander aufgetragen. Für den Umschaltzeitpunkt des Vorzeichens in der Funktion U_{PG} wurde $\tau = T_w/4$ gewählt. Das bedeutet, daß die Polarität der Funktion U_{PG} gleich der Polarität der Schwingspiegelauslenkung $l(t)$ ist.

Weil in dem Beispiel die Probenhöhe $h = 0$ gesetzt wurde, liegt die Mitte des ersten Interferenzenbündels ebenfalls bei $T_w/4$, d.h. es gilt $\tau = t_{M1}$. In diesem Fall sollte das zeitliche Mittel der Funktion U_{PG} Null sein, was aus der Darstellung auch abzulesen ist.

Das zeitliche Mittel der Funktion U_{PG} erweist sich als nützliche Hilfsfunktion zur Ermittlung der Probenhöhe h . Zur Unterstützung des Vorstellungsvermögens ist in Abb. 9 die Funktion U_{PG} für mehrere verschiedene Probenhöhen h aufgezeichnet. Der Umschaltzeitpunkt τ wurde wieder zu

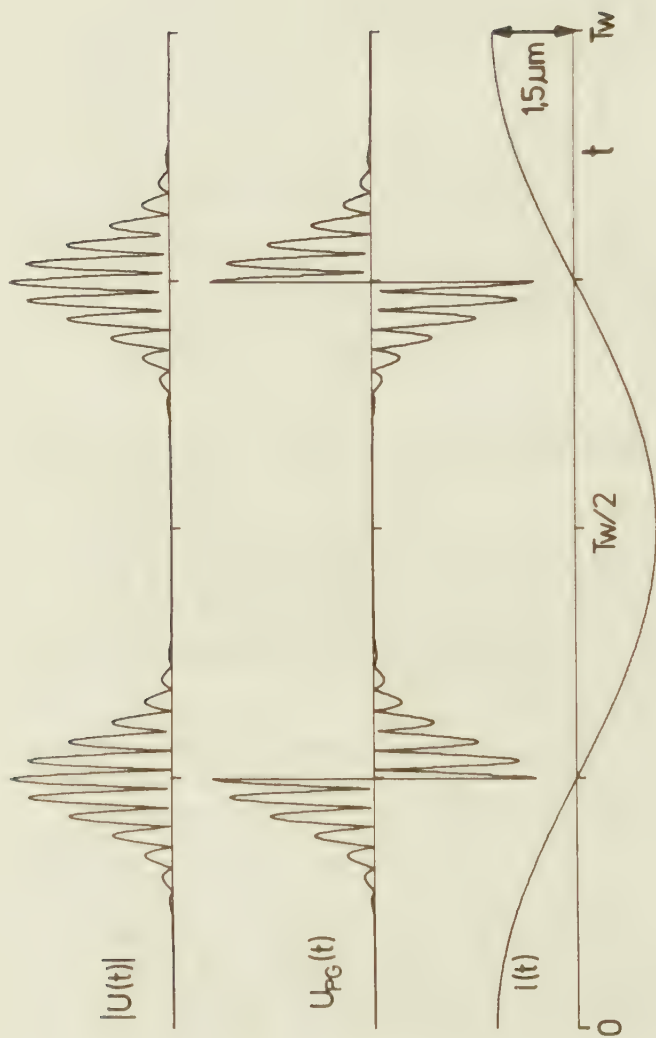


Abb. 8: Betrag des Interferenzsignals $U(t)$ und phasenempfindlich gleichgerichtes Signal $U_{PG}(t)$ mit der Spiegelauslenkung $l(t)$ als Referenzsignal (gerechneter Verlauf)

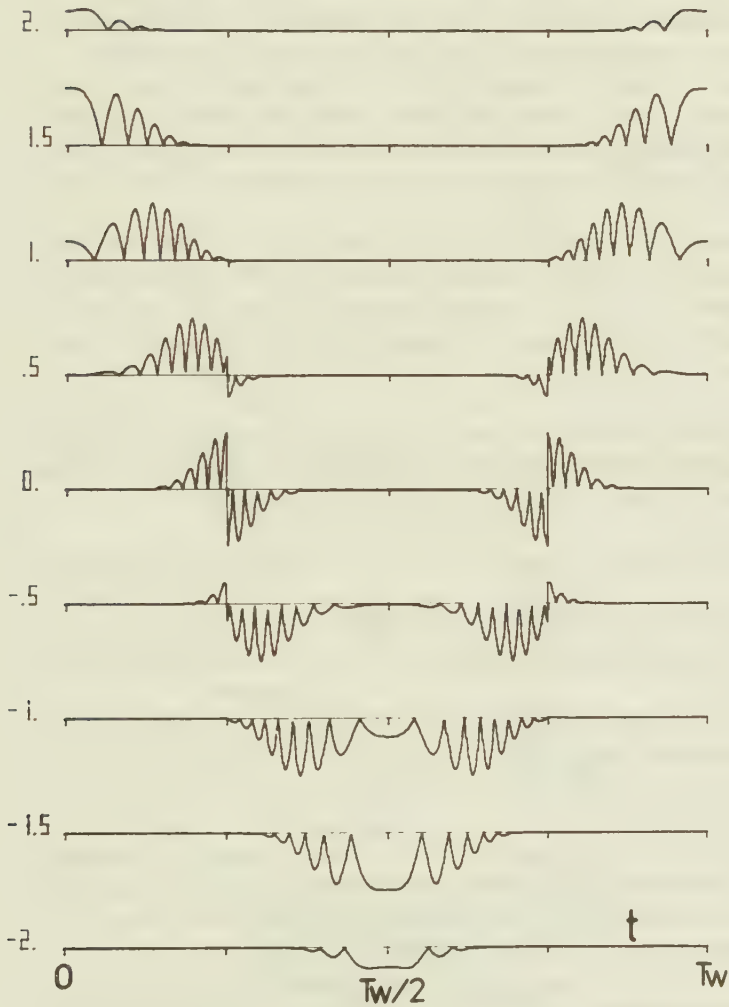


Abb. 9: Phasenempfindlich gleichgerichtetes Signal $U_{PG}(t)$ für verschiedene Probenhöhen h (Maßangabe μm); Wobbelamplitude $l_0 = 1,5 \mu\text{m}$; (gerechneter Verlauf)

$T_w/4$ gewählt; die Schwingungsspiegelamplitude beträgt $1,5 \mu\text{m}$. Aus dieser Kurvenschar ist zu erkennen, daß das zeitliche Mittel der Funktion von negativen zu positiven Werten läuft, wenn die Probenhöhe h von negativen zu positiven Werten geführt wird. Für noch größere Beträge der Probenhöhe ist wieder ein Absinken des zeitlichen Mittels auf Null zu erwarten, weil keine Interferenzen mehr auftreten.

Diese qualitative Aussage soll anhand der Darstellung in Abb. 10 präzisiert werden. Für gleiche Verhältnisse wie in Abb. 9, d. h. für $\tau = T_w/4$ und $l_0 = 1,5 \mu\text{m}$, ist der Verlauf von $\overline{U_{PG}}$ als Funktion der Probenhöhe h errechnet worden.

Die Probenhöhe h ist keine eindeutige Funktion von $\overline{U_{PG}}$; deshalb sollte nicht versucht werden, $\overline{U_{PG}}$ als ein Maß für h zu verwenden.

Die Funktion $\overline{U_{PG}}$ besitzt aber zwei wichtige Eigenschaften:

1. Sie ist vorzeichenrichtig zu h für $\tau = T_w/4$.
2. Der Nulldurchgangsbereich verläuft stetig und monoton.

Durch verschiedene Arten von Regelungen, die $\overline{U_{PG}}$ als Regelgröße nach Null führen, ist es möglich, die Profilhöhe h_p zu messen.

Bevor die drei Arten der Profilhöhenmessung im einzelnen erläutert werden, sollen anhand von Abb. 11 die geometrischen Bedeutungen einiger Worte und Zeichen im Zusammenhang mit der Profilmessung geklärt werden.

Das Meßobjekt, dessen Oberflächenprofil bestimmt werden soll, liegt auf einem Objektisch, der in seiner Höhe re-

lativ zum Mikroskoptisch berührungslos um h_0 verstellt werden kann. Der Mikroskoptisch ist gegenüber der optischen Meßeinrichtung von Hand um die Höhe H verstellbar.

Befinden sich Referenzspiegel und Meßobjekt in "Nullage", so ist der Gangunterschied G gleich Null; diese Ebenen sind zugleich Schärfeebenen der Mikroskopobjektive in der tatsächlichen Meßeinrichtung.

Der Auftreffpunkt des Lichtstrahles auf das Meßobjekt wird als "Meßfleck" bezeichnet; die Ortskoordinate x des Meßflecks wird "Meßort" genannt.

Die optische Meßeinrichtung kann nur eine Information über die Probenhöhe h liefern; h ist die Abweichung des Meßflecks von der Nullage. Alle Höhenangaben im Objektteilstrahl werden nach oben positiv gezählt, die Längenangaben im Referenzteilstrahl zählen nach links positiv.

Die "Nullebene" ist eine gedachte Ebene durch das Meßobjekt, für die bei der Profilaufzeichnung die Profilhöhe Null ist. Die Profilhöhe h_p ist die Ablage des Meßflecks von der Nullebene.

Die momentane Ablage des Referenzspiegels von seiner Nullage ist $l(t)$. Der Spiegel führt eine periodische Schwingung mit der Amplitude l_0 aus. Die statische Auslenkung aus der Nullage wird mit h_s bezeichnet.

3.4.1 Kompensation durch Objektisch-Verstellung

Diese Meßart setzt die Möglichkeit voraus, daß der Objektisch in der Höhe schnell und definiert verstellt werden kann. Die Größe der Tischverstellung wird gerade so gewählt,

daß die Hilfsfunktion $\overline{U}_{PG}$ zu Null wird. Dann hat das Interferenzsignal einen symmetrischen Verlauf entsprechend Abb. 8; die Probenhöhe h wird immer auf Null gehalten. Der Referenzspiegel schwingt symmetrisch zur Nulllage.

Besitzt beispielsweise die Probe eine örtliche Erhebung von $h_p = 1 \mu\text{m}$, so wird bei der Vermessung dieser Stelle der Objektstisch um $1 \mu\text{m}$ absinken. Die Stellung des Objektstisches h_o ist damit direktes Maß für die negative Profilhöhe.

Die Meßart ist gekennzeichnet durch die Beziehungen:

$$h = 0 ; \quad h_o = - h_p ; \quad h_s = 0 \quad .$$

Als Vorteile der beschriebenen Meßart sind zu nennen:

1. Der Meßbereich für die Profilhöhe ist nur durch den Verstellbereich des Objektstisches begrenzt.
2. Über den gesamten Meßbereich ist die laterale Auflösung gleich gut, weil der Meßfleck immer in der Nulllage und damit in der Schärfenebene liegt.
3. Die Höhenauflösung ist hoch, weil nur eine kleine Schwingungsamplitude des Referenzspiegels von ca. $1,5 \mu\text{m}$ erforderlich ist (s. dazu Kapitel 6.3).

Nachteile:

1. Eine definierte Objektstisch-Verstellung erfordert zusätzlichen konstruktiven und meßtechnischen Aufwand.
2. Die Meßgenauigkeit ist durch die geringere mechanische Stabilität des zusätzlichen Aufbaues gefährdet.

3.4.2 Kompensation durch statische Referenzspiegelver- stellung

Aus der Gleichung (3.10) für das Detektorsignal $U(t)$ ist ersichtlich, daß sich die Wirkung einer von Null verschiedenen Probenhöhe h kompensieren läßt durch eine ebensogroße statische Spiegelauslenkung h_s aus der Nullage. Auch hierbei wird wieder Symmetrie des Interferenzsignals erreicht, indem die Regelgröße $\overline{U_{PG}}$ nach Null geführt wird.

Der Meßfleck und die Mittenlage des Referenzspiegels liegen im allgemeinen nicht mehr in den Schärfenebenen der Objektive. Der Höhenmeßbereich ist daher nicht nur durch den statischen Verstellbereich des Referenzspiegels begrenzt, sondern auch durch die Schärfentiefe der verwendeten Mikroskopobjektive. Eine Defokussierung bewirkt darüberhinaus bei örtlich inkohärenter Beleuchtung eine Abnahme der Modulationstiefe im Interferenzsignal.

Da der Referenzspiegel in seiner Lage von einem elektromechanischen Stellglied gewobbelt werden muß, ist eine zusätzliche statische Verstellung leicht zu realisieren. Linearität und zeitliche Stabilität der statischen Auslenkung sind bei dieser Meßart wichtige Auswahlkriterien für das Stellglied.

Die Meßart ist gekennzeichnet durch die Beziehungen:

$$h = h_p ; \quad h_o = 0 ; \quad h_s = h_p \quad .$$

Vorteile:

1. kein zusätzlicher Meßaufbau
2. kleine Schwingungsamplitude ermöglicht gute Höhengauflösung

Nachteile:

1. nur für Objektive geringer Apertur geeignet
2. Linearität und Stabilität des Meßwertes sind gefährdet.

3.4.3 Direktmessung

Bei der Direktmessung soll nicht mehr durch elektromechanische Verstellung die Symmetrie des Interferenzsignals erzwungen werden. Auch aus einem Detektorsignal, das etwa die Form der oberen Kurve in Abb. 7 hat, ist die Probenhöhe h abzuleiten, wenn der Schwingungsspiegelhub bekannt ist. Wie schon in Kapitel 3.4 ausgeführt wurde, ist die gesuchte Probenhöhe h gleich der momentanen Schwingungsspiegelauslenkung $l(t_M)$ zum Zeitpunkt der Interferenzen-"Mitte".

Die Hilfsfunktion $\overline{U_{PG}}$ ist abhängig von der zeitlichen Lage der Interferenzenmitte und vom Umschaltzeitpunkt τ für das Vorzeichen in der Funktion $U_{PG}(t)$. Bei den bereits beschriebenen Kompensationsmeßverfahren wird τ festgelegt zu $\tau = T_w/4$ und die Geometrie des Interferometerstrahlenganges derart verstellt, daß der Zeitpunkt der Interferenzenmitte t_M mit τ zusammenfällt und damit $\overline{U_{PG}}$ zu Null wird.

Bei der Direktmessung liegt der Zeitpunkt der Interferenzenmitte t_M als Funktion der aktuellen Probenhöhe h fest. Nun wird der Umschaltzeitpunkt τ jeweils so gewählt, daß er mit t_M zusammenfällt, wobei wiederum $\overline{U_{PG}}$ als Regelgröße nach Null geführt wird. Dabei ist der Umschaltzeitpunkt τ nicht unmittelbar von Interesse, sondern die Spiegelauslenkung l zum Zeitpunkt τ , die im folgenden mit h_d bezeichnet wird.

$$h_d = l(\tau) \quad .$$

Für den Fall, daß τ mit der Interferenzenmitte t_M zusammenfällt, kann unter bestimmten Voraussetzungen h_d als direktes Maß für die Probenhöhe h gelten.

$$h_d = l(t_M) = h \quad \text{für} \quad \tau = t_M \quad \text{oder} \quad \overline{U_{PG}} = 0 \quad .$$

An dieser Stelle ist an die Bedingung zu erinnern, die bei der Ableitung der Gleichung (3.13) eingeführt wurde, daß nämlich in den Extremlagen des Schwingspiegels die Interferenzen bereits auf verschwindend kleine Werte abgeklungen sein müssen.

Für die Amplitude l_0 der Spiegelschwingung bei Direktmessung ist daher zu fordern, daß sie mindestens um die Kohärenzlänge des Weißlichts größer als der maximale Betrag der Probenhöhe h ist. Im Gegensatz zu den Kompensationsverfahren ist der Wobbelhub direkt mit dem gewünschten Höhenmeßbereich verknüpft.

Die Direktmessung läuft in der Weise ab, daß h_d die direkt gesteuerte Variable ist, die sich jedoch nur langsam im Vergleich zur Spiegelschwingfrequenz verändern kann.

Das Vorzeichen der Differenz $(l(t) - h_d)$ bestimmt das Vorzeichen in der Funktion $U_{PG}(t)$. Sobald die Funktion $\overline{U_{PG}}$ auf Null eingeregelt ist, stellt die Variable h_d den gültigen Meßwert für die Probenhöhe h dar.

Diese Meßanweisung läßt sich im Gegensatz zu den beiden vorausgegangenen Meßverfahren auf rein elektronischem Wege ohne mechanischen Eingriff in den Interferometerstrahlengang realisieren.

In Kapitel 6.3 wird der Einfluß eines verrauschten Detektorsignals $U(t)$ auf die Meßgenauigkeit abgeschätzt. Es ergibt sich, daß die resultierende Meßunsicherheit Δh proportional zur Wobbelamplitude l_0 ist. Dieser Einfluß des Rauschens auf die Meßgenauigkeit wird am stärksten bei der Direktmessung im Falle eines großen Höhenmeßbereiches zu spüren sein.

Die Direktmessung ist gekennzeichnet durch die Beziehungen:

$$h = h_p ; \quad h_o = 0 ; \quad h_s = 0 ; \quad h_d = h = h_p .$$

Vorteile:

1. kein zusätzlicher Meßaufbau
3. gute Stabilität und Linearität

Nachteile:

1. nur für Objektive geringer Apertur geeignet
2. bei großem Meßbereich evtl. geringere Auflösung

3.5 Verschiebung des Meßortes an der Probe

Die Überlegungen bezogen sich bisher darauf, die Profilhöhe an einem bestimmten Ort auf der Probe zu ermitteln. Zur Aufnahme eines Profiles muß die Profilhöhe entlang einer gedachten Schnittlinie oder einer geradlinigen Spur über das Meßobjekt bestimmt werden. Das Meßergebnis sollte die Profilhöhe h_p als Funktion einer lateralen Ortskoordinate x sein. Es sind verschiedene Realisierungen dafür denkbar, wie der Meßort über die Probe geführt werden kann.

3.5.1 Verschiebung der Probe

Unter der Annahme, daß der Meßort am Schnittpunkt der optischen Achse mit der Probe liege, ist die Verschiebung des Meßortes durch ein Verschieben der Probe unter der Meßeinrichtung zu erreichen.

Eine solche Profilaufnahme geschähe in Analogie zur mechanischen Profilabtastung, bei der auch die Probe und der mechanische Fühler lateral gegeneinander bewegt werden. Es soll hier nicht untersucht werden, in welchen Fällen eine Bewegung der Probe oder eine Bewegung des Meßfühlers vorzuziehen ist. Im Falle der interferometrischen Profilaufzeichnung käme nur eine Probenbewegung in Frage. Eine derartige Bewegung müßte mit höchster Präzision erfolgen, da Höhenschwankungen von mehr als $0,01 \mu\text{m}$ die Meßgenauigkeit verdürben.

Wenn diese Forderung nach Präzision mittels Gleitlagerung oder Luftkissenlagerung der Probenhalterung erfüllt ist, stellt sich das Problem, wie ein eventueller Keilwinkel der Probe auszugleichen wäre. Bei einer Vertikalvergrößerung von 10^5 ist ein Keilwinkel von 10^{-3} rad ($1 \mu\text{m}$ Höhenunterschied auf 1 mm Meßstrecke) schon sehr störend. Auch hier müßte wie bei der mechanischen Profilabtastung das Profil mehrmals probeweise durchgefahren und in mehreren iterativen Schritten die Vorrichtung zur Probenverschiebung derart verkippt werden, daß letztendlich die Referenzlinie (Nullebene in Abb. 11) für das Profil horizontal verlief.

Ein Vorteil der Probenverschiebung ist im Prinzip darin zu sehen, daß das Profil über eine praktisch beliebig lange Spur aufgezeichnet werden kann. Dieser Vorteil erscheint

aber nicht sehr gewichtig, da es nur wenige Anwendungsfälle geben dürfte, bei denen eine Profilmessung mit $0,01 \mu\text{m}$ Höhengenauflösung über eine größere Strecke als etwa 1 mm noch informativ ist.

Vorteil der Probenverschiebung:

prinzipiell beliebig lange Profilmessspur

Nachteile:

1. präzise Probenführung schwierig
2. Ausgleich eines Keilwinkels mühsam

3.5.2 Abtastung des Interferenzenbildes

Bei der interferometrischen Profilabtastung kann man sich zunutze machen, daß das Interferenzbild Höheninformation nicht nur über einen einzigen Meßort an der Probe, sondern über ein größeres Gesichtsfeld enthält.

Eine geradlinige Abtastung des Interferenzenbildes erzeugt auch eine geradlinige Meßspur auf der Probe; die Länge der Meßspur ist auf den Durchmesser des Gesichtsfeldes begrenzt.

Die Abtastung des Bildes kann dadurch erfolgen, daß ein Photodetektor mit einer vorgesetzten kleinen Meßblende in der Bildebene verschoben wird. Ebensogut kann bei feststehender Meßblende das Bild mit optischen Mitteln über die Blende geführt werden. Die Abtastung des Bildes ist auch ohne mechanische Bewegung durchführbar, wenn spezielle Photoempfänger, etwa Photodioden-Zeilen oder elektrisch ablenkbare Empfänger, eingesetzt werden.

Höhenschwankungen der mechanisch bewegten Teile für die Bildabtastung haben keinen Einfluß auf den Meßwert; die Präzisionsanforderungen sind also gering.

Ein Keilwinkel der Probe läßt sich sehr leicht kompensieren, indem der Referenzspiegel so verkippt wird, daß der Interferenzstreifenabstand im Bild "unendlich" wird, falls die Probe eben ist oder ebene Bereiche enthält. Diese Einstellung wird auch als "Interferenzkontrast" bezeichnet, weil geringe Niveauunterschiede am Meßobjekt oder geringe Phasenunterschiede in der Objekt-Lichtwelle über das gesamte Gesichtsfeld als Helligkeitsunterschiede dargestellt werden.

Vorteile der Interferenzbild-Abtastung:

1. keine Beeinträchtigung der Höhenauflösung
2. Ausgleich eines Keilwinkels leicht möglich
3. Abtastung auch ohne mechanische Bewegung möglich

Nachteil:

Länge der Meßspur auf Gesichtsfelddurchmesser begrenzt

3.6 Einfluß der Meßfleckgröße

Der Durchmesser D der Meßblende vor dem Empfänger und der Vergrößerungsmaßstab V der optischen Abbildung legen die Größe des Meßflecks D_p an der Probenoberfläche fest.

$$D_p = D/V \quad (3.16)$$

Wie bei jeder anderen Bildabtastung ist durch die Meßfleckgröße D_p auch bei der Profilabtastung die Grenze der lateralen Auflösung vorgegeben.

Nun ist die laterale Auflösung bei einer Mikroprofilmessung von untergeordneter Bedeutung. Wenn es darauf ankommt, laterale Strukturen zu vermessen, wird man normale Mikro-Photographien auswerten.

Ein endlicher Meßfleckdurchmesser D_p bestimmt aber außerdem die maximale Steigung im Profil, die nach der beschriebenen Methode noch getreu wiedergegeben werden kann.

Das Zweistrahlinterferometer sei auf Interferenzkontrast eingestellt. Ein Bereich der Probe, der einen Steigungswinkel β gegen die Horizontale besitzt, wird einen Streifenabstand d der Weißlichtinterferenzen zeigen, der durch die Beziehung

$$d = \frac{\lambda_0/2}{\beta} \quad (\beta \ll 1) \quad (3.17)$$

gegeben ist.

Hierbei ist λ_0 die mittlere Wellenlänge des Weißlichts.

$$\lambda_0 \approx 0,7 \mu\text{m}$$

Damit das Detektorsignal in diesem Bereich der Probe nicht wesentlich verfälscht wird, ist für den Meßfleckdurchmesser D_p zu fordern

$$D_p \leq d = \lambda_0/2 \beta \quad (3.18)$$

So ergibt beispielsweise ein Meßfleckdurchmesser von $20 \mu\text{m}$ eine maximale, meßbare Steigung von $0,017 \text{ rad}$.

Erlaubt es die Empfindlichkeit des Photodetektors, einen sehr kleinen Meßfleck zu verwenden, so ist die maximale, erfaßbare Steigung durch die Numerische Apertur des ver-

wendeten Objektivs gegeben.

Die Numerische Apertur A ist definiert als

$$A = \sin \alpha \cdot n \quad , \quad (3.19)$$

wobei α der Winkel ist, den der äußerste vom Objektiv aufgenommene Strahl mit der optischen Achse bildet; n ist der Brechungsindex der Substanz zwischen Meßobjekt und Objektiv, in der der Winkel α gemessen wird. Bei den hier betrachteten Fällen ist für Luft der Brechungsindex gleich Eins zu setzen.

Für ein bestimmtes Objektiv mit der Numerischen Apertur A können die Interferenzstreifen nicht beliebig nahe beieinander liegen. Nach der Theorie der Mikroskopauflösung von ABBE ist die minimale Periodenlänge d' einer periodischen Bildstruktur

$$d' = \frac{\lambda}{A} \quad (3.20)$$

bei Beleuchtung in Richtung der optischen Achse.

Ein Vergleich mit Gleichung (3.17) für kleine Aperturen ($\alpha \ll 1$) läßt erkennen, daß für den maximalen, meßbaren Steigungswinkel $\beta_{\max}$ gilt

$$\beta_{\max} = \alpha/2 \quad . \quad (3.21)$$

Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit der einfachen geometrischen Überlegung, daß ein auszumessender Objektbereich höchstens einen Steigungswinkel $\alpha/2$ haben darf, damit das unter dem Winkel α gegen die optische Achse reflektierte Licht wieder vom Objektiv erfaßt werden kann.

4. Beschreibung der Meßeinrichtung

Die Meßeinrichtung zur interferometrischen Profilabtastung ist in Abb. 12 gezeigt. Sie besteht aus einem speziellen Mikroskopaufbau, einer elektronischen Auswerteeinheit und einem xy-Schreiber zur Registrierung der Profilmesskurve. Abb. 13 gibt auf der linken Seite eine Prinzipdarstellung des optischen Aufbaus, auf der rechten Seite den Blockschaltplan für die Signalauswertung.

4.1 Mechanisch-optischer Aufbau

Das Grundgerät ist ein Großfeld-Metallmikroskop METALLOPLAN der Firma Leitz mit einem Interferenz-Auflichtilluminator nach LINNIK. Es handelt sich um ein Zweistrahlinterferometer vom MICHELSON-Typ, in dessen Objekt- und Referenz-Teilstrahlengang je ein gleichartiges Mikroskopobjektiv eingefügt ist.

Die Zusatzeinrichtungen für die Profilabtastung sind als Bausatz zum METALLOPLAN konzipiert, aber nicht prinzipiell auf ein Mikroskop dieses Typs festgelegt.

4.1.1 Interferometer-Strahlengang

Bis auf den Referenzteilstrahl gleicht der Strahlengang dem eines Auflicht-Hellfeld-Mikroskops, auf dessen nähere Erläuterung hier verzichtet wird. Um der Übersichtlichkeit willen sind in der Darstellung (Abb. 13) das Linsensystem des Beleuchtungsstrahlenganges, das Tubuslinsensystem und der Beobachtungsteilstrahlengang weggelassen worden.

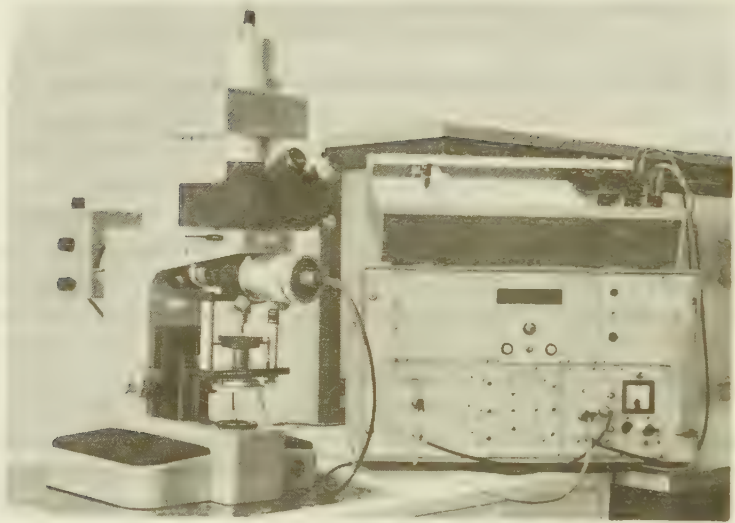


Abb. 12: Gesamtansicht der Meßeinrichtung

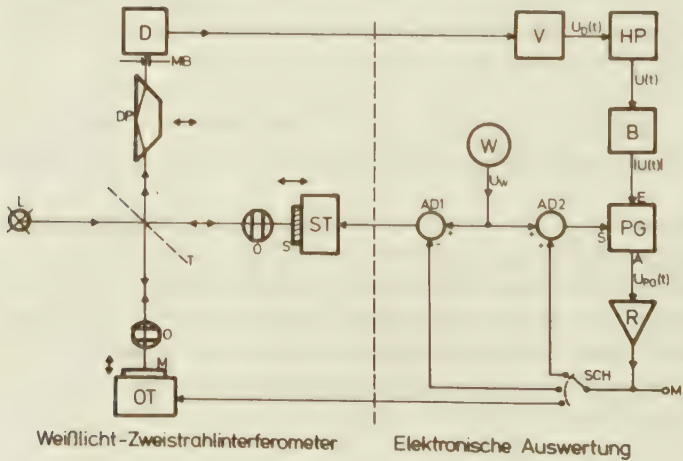


Abb. 13: Prinzipaufbau und Blockschaltbild der Meßeinrichtung

Der Unterschied zum normalen Auflicht-Hellfeld-Mikroskop besteht darin, daß das Licht, das von der Lampe L kommend durch den Teilerspiegel T hindurchtritt, nicht vernichtet wird, sondern einen Strahlengang durchläuft, der das "Spiegelbild" des zum Meßobjekt M führenden Strahlenganges ist. An die dem Meßobjekt M entsprechende Stelle im Referenzstrahlengang wird ein ebener Spiegel S gesetzt. Deshalb entstehen in der Zwischenbildebene des Phototubus die Bilder des Meßobjektes und des Referenzspiegels übereinander.

Punkte am Meßobjekt M und am Referenzspiegel S, die bezogen auf den Teilerspiegel T zueinander spiegelbildlich sind, werden an dieselbe Stelle des Zwischenbildes abgebildet. Die Bilder des Meßobjektes und des Referenzspiegels sind deshalb zueinander punktweise kohärent, obwohl die Bilder räumlich inkohärent ausgeleuchtet sind. Es können also räumlich getrennte Punkte eines Bildes nicht miteinander interferieren. Für das Zustandekommen von Interferenzen in der Bildebene ist daher nicht nur Voraussetzung, daß die optischen Wege in Objekt- und Referenzteilstrahl übereinstimmen, sondern auch, daß sich Meßobjekt und Referenzspiegel etwa in den Schärfeebenen der Objektive O befinden.

Die Einrichtungen zur Lageverstellung des Meßobjektes M durch den piezoelektrisch verstellbaren Objektstisch OT und des Referenzspiegels S werden gesondert beschrieben.

In der Ebene des Interferenzenbildes befindet sich eine Meßblende MB von 0,2 mm $\varnothing$ mit einer Photodiode BPX 65 als Detektor D dahinter.

Die Verschiebung des Meßortes an der Probe wurde durch Abtastung des Interferenzenbildes realisiert (s. Kapitel 3.5.2).

Zu diesem Zweck wurde vor die Meßblende ein DOVE-Prisma DP gesetzt, das seitlich um ± 5 mm verstellt werden kann. In der Ebene der Meßblende MB wird dadurch eine Bildverschiebung um ± 10 mm ermöglicht. In Verbindung mit Objektiven zehnfacher Objektvergrößerung ergibt sich eine maximale Länge der Profilmeßspur von 2 mm bei einer Meßfleckgröße von 20 μ m Durchmesser.

Das DOVE-Prisma DP wird über eine Gewindespindel von einem Elektromotor verstellt. Starr verkoppelt mit dieser Verstellung wird die Achse eines Mehrwendelpotentiometers verdreht, so daß die Schleiferstellung des Potentiometers als lineares Maß für die Prismenstellung und damit für den Meßort X an der Probe gelten kann. Abb. 14 zeigt eine Ansicht der Einrichtung zur Bildverschiebung.

Da das DOVE-Prisma DP sich im konvergenten Strahlengang befindet, entstehen Bildfehler wie durch eine schräggehende, planparallele Glasplatte, nämlich Öffnungsfehler, Astigmatismus und ein Farbfehler in Form eines lateralen Bildversatzes. Die Abschätzung dieser Abbildungsfehler ergab, daß sie für eine Meßblende von 0,2 mm $\varnothing$ vernachlässigbar sind. Bei einer wesentlich kleineren Meßblende müßte eine andere Art der Abtastung angewandt werden.

4.1.2 Objektisch-Verstellung

Für die unter Punkt 3.4.1 beschriebene Methode zur Ermittlung der Profilhöhe mittels Kompensation durch Objektisch-Verstellung mußte eine Art der elektromechanischen Verstellung gefunden werden, die folgende Forderungen erfüllt:

1. Tragfähigkeit: ≥ 20 p
2. Einstellzeit: ≤ 100 ms

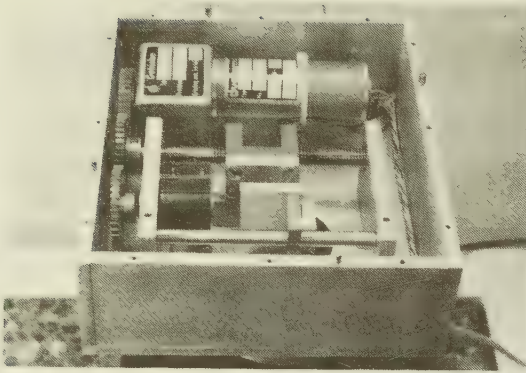


Abb. 14:
Einrichtung zur
Bildverschiebung

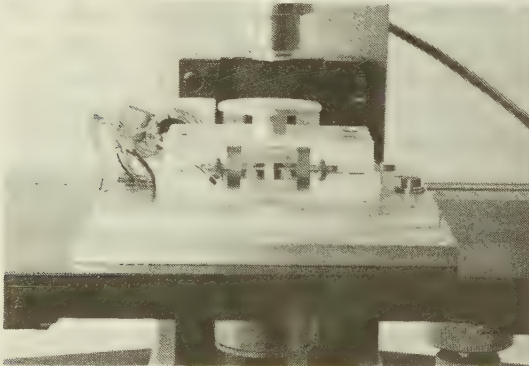


Abb. 15:
Piezoelektrisch
verstellbarer
Objektstisch
(Schutzkappe
abgenommen)

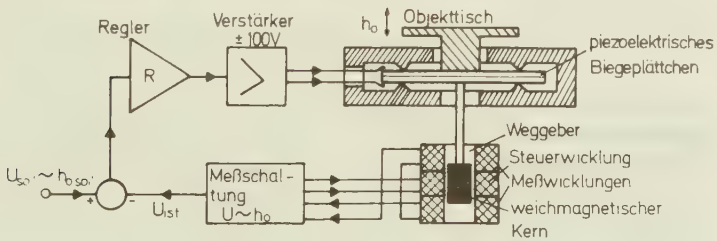


Abb. 16: Prinzipaufbau und Blockschaltbild der servo-
gesteuerten, piezoelektrischen Objektstisch-
Höhenverstellung

- 3. Verstellbereich: $\pm 10 \mu\text{m}$
- 4. Linearitätsfehler: $\leq 1 \%$
- 5. Höhenauflösung: $\leq 0,01 \mu\text{m}$

Es lag nahe, eine piezoelektrische Höhenverstellung mittels Piezokeramiken zu erwägen, weil diese Art der Verstellung für Laserspiegel und Mikroskop-Objekttische [10] bereits erprobt ist.

Leider gestatten die Keramiken mit einer ausreichenden Linearität zwischen mechanischer Auslenkung und elektrischer Stellgröße, etwa Typ PXE 4 der Firma Valvo, keinen Verstellbereich von $\pm 10 \mu\text{m}$. Die Keramiktypen mit großer spezifischer Auslenkung, etwa Typ PXE 5, zeigen eine ausgeprägte Hysterese und zeitlich langanhaltendes Kriechen, so daß die geforderte Linearität nicht einzuhalten wäre [11].

Eine Lösung des Problems besteht darin, daß die Verstellung mit einem piezokeramischen Biegeplättchen durchgeführt wird, das eine Verstellung um $\pm 10 \mu\text{m}$ bei relativ geringer Linearität ermöglicht, und daß die tatsächlich erreichte Verstellung mit einem hochgenauen Weggeber (Differentialtransformator LVDT 50 HR der Firma Schaevitz) vermessen wird, so daß über einen elektronischen Regler die Nachführung der Verstellung auf den gewünschten Wert erfolgen kann.

Abb. 15 zeigt eine Ansicht dieser Verstelleinrichtung.

Der Weggeber erlaubt eine Messung der Verstellung mit einer Grenzfrequenz von 1,2 kHz, so daß noch eine Bedämpfung von Erschütterungsschwingungen bei der mechanischen Eigenresonanzfrequenz von ca. 400 Hz möglich ist.

Wegen des Resonanzverhaltens des Biegeplättchens erschien es sinnvoll, die Ansprechgrenzfrequenz des Stellgliedes

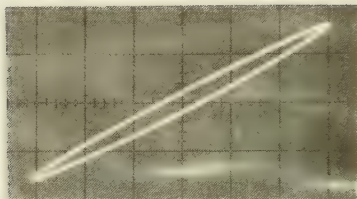
auf die elektrische Stellgröße deutlich unter die mechanische Eigenresonanz zu legen.

Aus Abb. 16 soll der Prinzipaufbau der servogesteuerten, piezoelektrischen Objektisch-Höhenverstellung ersichtlich werden. Die periphere Elektronik für diesen elektromechanischen Regelkreis ist in Form eines Blockschaltbildes angegeben.

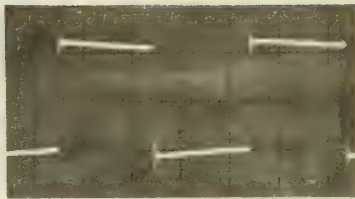
Die unerwünschten Eigenschaften der Piezokeramik zeigen die beiden Oszillogramme der Abb. 17. In y-Richtung ist in beiden Oszillogrammen die Ausgangsspannung der Meßschaltung von Abb. 16 als Maß für die tatsächliche Auslenkung des Plättchens aufgezeichnet. In Abb. 17a ist die Auslenkung als Funktion der elektrischen Steuerspannung gezeigt. Für die Darstellung der Hysterese wurde eine sinusförmige Steuerspannung von 10 Hz gewählt; diese Frequenz liegt von der mechanischen Eigenresonanzfrequenz bei ca. 400 Hz weit ab, so daß die elliptische Form der Aussteuerungskennlinie nicht geschwindigkeitsbedingt ist. Die Frequenz ist andererseits noch so hoch, daß das Kriechen der Piezokeramik noch keine Verfälschung der Hysteresekurve bringt.

Abb. 17b zeigt die Auslenkung des Biegeplättchens bei einer rechteckförmigen Steuerspannung. Die Piezokeramik besitzt die Neigung, aus der Lage unmittelbar nach dem Sprung der Steuerspannung wieder etwas zurückzukriechen. Das Kriechen erstreckt sich über mehrere Sekunden.

Beide Effekte zusammen bewirken einen Zusammenhang zwischen Auslenkung und Steuerspannung, der für Meßzwecke nicht geeignet ist. Da aber das Piezoplättchen auf eine Spannungsänderung vorzeichenrichtig mit einer Änderung der Auslenkung antwortet, ist eine Regelung der Auslenkung h_0 auf den

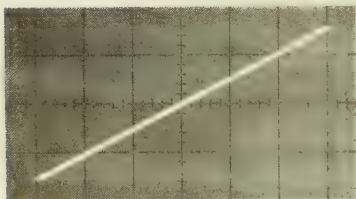


a Hysteresese
y: $2 \mu\text{m/Sk-T.}$
x: 10 V/Sk-T



b Kriechen
Y: $0,5 \mu\text{m/Sk-T.}$
x: $0,5 \text{ s/Sk-T.}$

Abb. 17: Elektromechanisches Übertragungsverhalten des piezoelektrischen Objektisches ohne Regelung



a Hysteresese beseitigt
y: $2 \mu\text{m/Sk-T.}$
x: $0,1 \text{ V/Sk-T.}$



b Kriechen beseitigt
y: $0,5 \mu\text{m/Sk-T.}$
x: $0,5 \text{ s/Sk-T.}$

Abb. 18: Elektromechanisches Übertragungsverhalten des Objektisches mit elektronischer Regelung

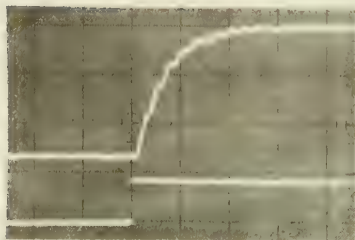


Abb. 19: Sprungantwort des Objektisches
x: 10 ms/Sk-T.

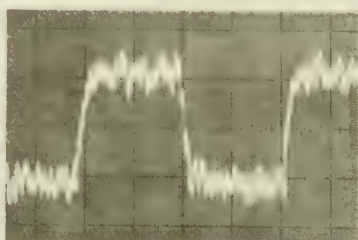


Abb. 20: Meßgenauigkeit des Weggebers

y: $0,05 \mu\text{m/Sk-T.}$
x: 50 ms/Sk-T.

gewünschten Wert h_0 soll $\sim U_{\text{soll}}$ nach dem Blockschaltbild aus Abb. 16 möglich.

Abb. 18 gibt das Übertragungsverhalten des piezoelektrischen Objektisches unter Einschluß der elektronischen Regelung wieder. Abb. 18a zeigt die Auslenkung als Funktion der Sollspannung U_{soll} . Für Abb. 18b wurde eine rechteckförmige Sollspannung vorgegeben. Bezüglich der Sollspannung U_{soll} zeigt die mechanische Auslenkung h_0 weder Hysterese noch Kriechen.

Das Einschwingverhalten des servogesteuerten Stellgliedes auf einen Sprung der Sollspannung U_{soll} ist aus Abb. 19 zu ersehen. Die Einstellzeit beträgt etwa 15 ms.

Die Einstellgenauigkeit des Objektisches ist praktisch durch die Meßgenauigkeit des Weggebers begrenzt. Abb. 20 vermittelt einen Eindruck von der Meßgenauigkeit des Weggebers. Die Höhengsprünge des Objektisches als Antwort auf eine rechteckförmige Sollspannung U_{soll} haben eine Größe von $0,1 \mu\text{m}$. Der Effektivwert der Meßwertschwankungen kann nicht unmittelbar aus dem Oszillogramm abgelesen werden; er beträgt $0,003 \mu\text{m}$, gemessen für den Frequenzbereich über 10 Hz.

Das Prinzip einer solchen servogesteuerten, piezoelektrischen Abstandseinstellung wurde 1974 von HICKS, REAY und SKADDEN für die Abstimmung eines großflächigen FABRY-PEROT-Interferometers beschrieben [12].

4.1.3 Referenzspiegelverstellung

Der Referenzspiegel S sollte eine Fläche von mindestens 3 mm Durchmesser haben und über die gesamte Fläche besser

als auf $\lambda/10$ eben sein. Es wurde ein ausgesucht ebenes Stück eines Silizium-Wafers für die Integrierte Schaltungstechnologie benutzt.

Für die FOURIER-Spektroskopie ist von L. MERTZ [13] eine Anordnung beschrieben worden, in der ein Lautsprecher den Referenzspiegel eines MICHELSON-Interferometers wobbelt.

Aufgrund dieser Anregung wurde das Silizium-Spiegelchen mit Silicon-Kautschuk auf die Membrane eines Hochtוןlautsprechers (Modell Nr. 381-001 der Firma Siemens & Co., Hamburg) aufgeklebt. Dieser Hochtוןlautsprecher erfüllt die Funktion des elektromechanischen Stellgliedes St in Abb. 13. Nur mit diesem weichen Kleber blieb der 0,2 mm dicke Spiegel nach dem Abbinden des Klebers ausreichend eben.

Der Lautsprecher hat eine Resonanzfrequenz von ca. 700 Hz und wird bei 200 Hz betrieben. Die elektronische Ansteuerschaltung dazu ist auf eine statische und dynamische Maximalauslenkung von $\pm 10 \mu\text{m}$ dimensioniert.

Abb. 21 zeigt die Halterung des Referenzspiegels.



Abb. 21: Referenzspiegel auf der Membrane eines Hochtוןlautsprechers

4.1.4 Intensitätsverlauf der Weißlichtinterferenzen

Für den Verlauf der Lichtintensität bzw. des Detektorsignales U_D als Funktion des Gangunterschiedes G im Zweistrahlinterferometer wirken alle optischen Bauteile in ihrem spektralen Verhalten zusammen.

Als Ansatz für eine näherungsweise Berechnung des Signalverlaufes wurden alle Linsensysteme und Spiegel als farbneutral betrachtet und nur die Spektralverteilung $L(\mathcal{G})$ der Lampe (100 W Halogenglühlampe), das Transmissionsvermögen $T(\mathcal{G})$ des Wärmeschutzfilters (Schott KG 1) und die spektrale Empfindlichkeit $E(\mathcal{G})$ des Empfängers (Siemens BPX 65) berücksichtigt. Davon sind besonders die Angaben über die Empfindlichkeit $E(\mathcal{G})$ des Empfängers unsicher, weil keine typenspezifischen Meßwerte zur Verfügung standen.

In Abb. 22 ist die aus den technischen Daten der Bauelemente ermittelte Gesamtspektralverteilung

$$S(\mathcal{G}) \sim L(\mathcal{G}) \cdot T(\mathcal{G}) \cdot E(\mathcal{G})$$

so aufgezeichnet, daß ihr Maximum auf Eins normiert ist. Das Maximum liegt etwa bei $\mathcal{G}_0 = 1,4 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$; die Punkte des $1/e$ -Abfalls liegen um $2a = 0,6 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ auseinander.

Als weitere Vereinfachung für die Rechnung wurde die Annahme eingeführt, daß die Interferenzen etwa so verlaufen müßten, als sei die Spektralverteilung $S(\mathcal{G})$ eine Gauß-Funktion mit derselben spektralen Lage des Maximums $\mathcal{G}_0$ und derselben $1/e$ -Breite von a . Das Ergebnis der Rechnung für das Detektorsignal U_D als Funktion des Gangunterschiedes G mit diesen Spektralwerten wurde bereits in Abb. 6 gezeigt.

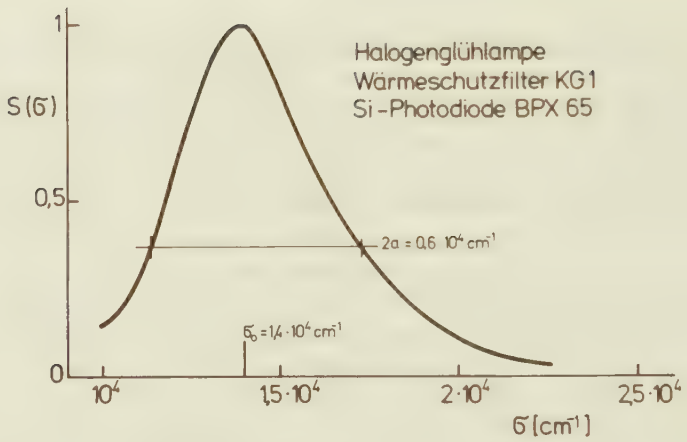


Abb. 22: Gesamtspektralverhalten $S(\sigma)$ der Meßeinrichtung, aus Bauelementdaten errechnet

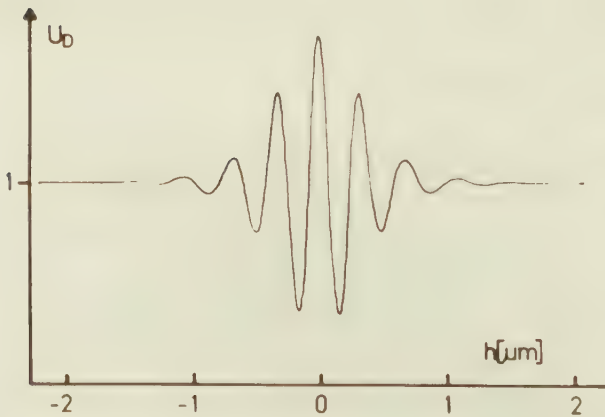


Abb. 23: Detektorsignal U_D als Funktion der Probenhöhe h bei ruhendem Referenzspiegel

Die Messung des tatsächlichen Signalverlaufes wurde mit ruhendem Referenzspiegel und langsamer, definierter Verstellung des Objekttisches vorgenommen. Abb. 23 gibt den gemessenen Signalverlauf wieder. Es besteht gute Übereinstimmung zum errechneten Verlauf in Abb. 6.

4.2 Elektronische Auswertung

4.2.1 Funktionelle Beschreibung der Schaltung

Auf der rechten Seite der Abb. 13 ist der Blockschaltplan für die elektronische Auswertschaltung dargestellt; er enthält nur die wichtigsten Baugruppen.

Der Wobbelgenerator W erzeugt eine Sinusspannung U_W von 200 Hz und einstellbarer Amplitude. Über den Addierer AD1 gelangt die Wobbelspannung an das Stellglied St für den Schwingspiegel S.

Der Einfluß der Spiegelwobbelung auf den Verlauf der Lichtintensität im Interferometer ist in Kapitel 3.3 bereits beschrieben worden.

Der Photodetektor D erzeugt einen Photostrom, der dem durch die Meßblende tretenden Lichtstrom proportional ist. Der Photostrom setzt sich zusammen aus einem Gleichanteil, der proportional zur zeitlich gemittelten Bildhelligkeit ist, und einem Wechsignal (s. Abb. 7) als Wirkung der Interferenzen.

In dem hier beschriebenen Ausführungsbeispiel der Meßeinrichtung wird als Empfänger eine Silizium-Photodiode Typ BPX 65 (Siemens) benutzt. Der mittlere Photostrom beträgt einige Nanoampere.

Der auf das Empfangselement folgende elektronische Verstärker V hat zwei verschiedene Aufgaben zu erfüllen und besteht auch aus zwei unterschiedlichen Verstärkerstufen.

Der Empfängerverstärker oder Vorverstärker soll das relativ kleine Photostromsignal bei ausreichender Bandbreite in ein Spannungssignal von solcher Größe umwandeln, daß bei der nachfolgenden Signalverarbeitung keine spürbare Verminderung des Signal-Rausch-Verhältnisses mehr auftritt. Die Überlegungen zur Dimensionierung dieser Verstärkerstufe werden unter Punkt 4.2.2 aufgeführt.

Die zweite Verstärkerstufe hat die Aufgabe, das Detektorsignal auf einen jeweils konstanten Gleichspannungsanteil zu verstärken, damit unterschiedliche Einstellungen der Lampenhelligkeit oder der Aperturblende für das Detektorsignal wieder ausgeglichen werden. Der gesamte optisch-elektronische Regelkreis läßt sich leichter dimensionieren, wenn die Regelkreisverstärkung nicht von Faktoren abhängt, die für die Messung belanglos sind.

Die zweite Stufe wurde als gleichwertgeregelter Verstärker aufgebaut, der seine Verstärkung von $v = 1$ bis $v = 20$ vorstellen kann und einen Gleichspannungsanteil von 1 V am Signalausgang einregelt.

Die Einregelung des Gleichspannungswertes über die Verstärkung geschieht nicht um des Gleichwertes willen, sondern um sicherzustellen, daß das Interferenzensignal, falls es überhaupt auftritt, immer mit etwa gleicher Amplitude erscheint. Der Gleichspannungsanteil ist für die eigentliche Profilmesung nicht zu verwenden, weil er keine Information über den Gangunterschied im Interferometer enthält. Er wird in dem auf den Verstärker folgenden Hochpaß HP abgetrennt.

Die Auslegung dieses Filters ist nicht kritisch, da wegen des vorausgegangenen gleichwertigeregelten Verstärkers keine grobe Änderung des abzutrennenden Gleichwertes mehr zu erwarten ist. Befindet sich das zu vermessende Objekt in Nulllage, so ist die Mittenfrequenz des Interferenzsignals groß gegen die Wobbelfrequenz des Spiegels. Bei großer, gerade noch erkennbarer Ablage des Meßobjektes von der Nulllage (vgl. Bild 9 oberste und unterste Kurve) liegen die Frequenzanteile des Signals niedriger, der Hauptanteil sogar bei der Wobbelfrequenz f_w . Soll das Interferenzsignal in keinem Falle durch den Hochpaß verfälscht werden, so muß die Grenzfrequenz kleiner als die Wobbelfrequenz gewählt werden. Im Ausführungsbeispiel liegt die Grenzfrequenz bei 50 Hz.

Die Abb. 24 zeigt einige Detektorsignalformen, gemessen nach dem Hochpaß HP, für verschiedene Probenhöhen. Es läßt sich qualitativ Übereinstimmung mit den errechneten Signalformen aus Bild 7 feststellen.

Die in Kapitel 3.4 beschriebene Ermittlung der Profilhöhe benutzt die Flächenbeträge unter dem Interferenzen-Wechsel-signal. Die dazu benötigte Betragsbildung für das Detektorsignal wird in einer mit B bezeichneten Baugruppe durchgeführt. In dieser Schaltung wird das Interferenzsignal mit seiner invertierten Signalform verglichen und das jeweils positivere Signal, das dann notwendigerweise positive Polarität haben muß, an den Signalausgang geführt.

Das Betragssignal könnte durch eine Tiefpaßfilterung noch stärker der Einhüllenden des Interferenzsignals angenähert werden. Wegen der zeitlichen Verschiebung oder Verspätung, die eine Tiefpaßfilterung mit sich bringt, wurde diese zusätzlich mögliche Schaltungsmaßnahme für das Ausführungsbeispiel unterlassen.

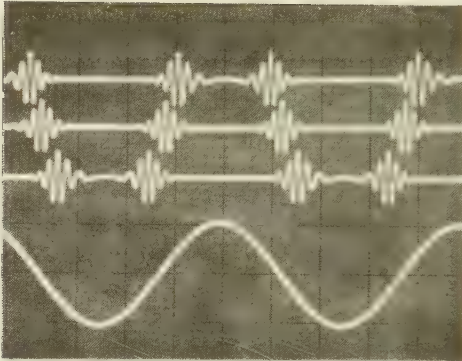


Abb. 24:

Detektorsignal $U(t)$
für die Probenhöhen
 $h = +0,5; 0; -0,5 \mu\text{m}$
mit Wobbelsignal $U_w(t)$

x: 1 ms/Sk.-T.

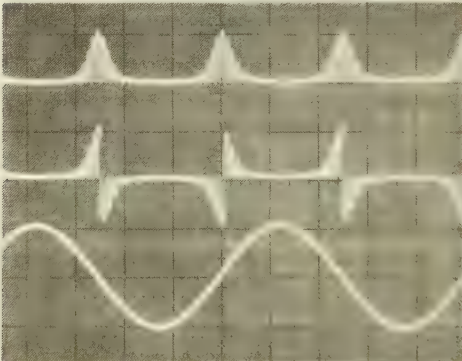


Abb. 25:

Eingangssignal $U(t)$,
Ausgangssignal $U_{PG}(t)$
und Steuersignal $U_w(t)$
am phasenempfindlichen
Gleichrichter bei Kom-
pensationsmessungen

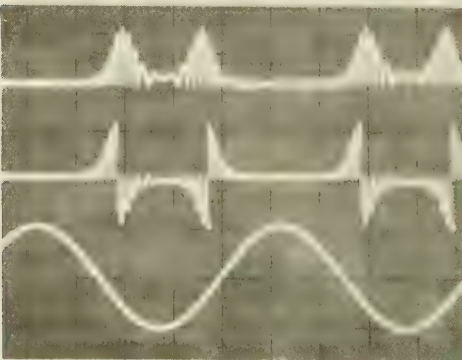


Abb. 26:

Eingangssignal $U(t)$ und
Ausgangssignal $U_{PG}(t)$
des phasenempfindlichen
Gleichrichters und
Wobbelsignal $U_w(t)$ bei
Direktmessung

Das Betragssignal der Interferenzen ist auf den Eingang E des phasenempfindlichen Gleichrichters PG geführt. Dieser gesteuerte Gleichrichter PG hat die Eigenschaft, an seinem Ausgang A das Eingangssignal zu reproduzieren, wenn am Steuereingang S eine positive Spannung anliegt; eine negative Steuerspannung bewirkt, daß am Ausgang A die invertierte Eingangsspannung entsteht.

Da das Wobbelsignal U_w über den Addierer AD2 an den Steuereingang S geführt ist, erzeugt der phasenempfindliche Gleichrichter PG an seinem Ausgang A eine Spannungs-Zeit-Funktion, wie sie im Kapitel 3.4 als $U_{PG}(t)$ definiert worden ist. Eingangs-, Ausgangs- und Steuersignal des gesteuerten Gleichrichters sind in Abb. 25 für den Fall eines Meßobjektes in Nulllage zusammengestellt worden. Die Signalformen entsprechen den errechneten aus Abb. 8.

Die absolute Lage des Wobbelsignals am Steuereingang S bestimmt in der Schaltung den Umschaltzeitpunkt τ für das Vorzeichen. Für die beiden Kompensationsmeßverfahren, im Blockschaltbild dargestellt durch die beiden unteren Schalterstellungen des Schalters SCH, liegt am Steuereingang das originale Wobbelsignal U_w und erzeugt einen Umschaltzeitpunkt $\tau = T_w/4$.

Nur für den Fall der Direktmessung, d. h. für die obere Schalterstellung im Blockschaltbild, ist das Wobbelsignal U_w am Steuereingang S gegenüber der Nulllinie verschoben und bewirkt damit einen anderen Umschaltzeitpunkt τ . Die Signalformen am phasenempfindlichen Gleichrichter PG für den Fall der Direktmessung sind in Abb. 26 gezeigt.

Im Kapitel 3.4 wurde die Funktion $\overline{U_{PG}}$ als zeitliches Mittel der Funktion $U_{PG}(t)$ eingeführt. An einem im Blockschaltbild nicht dargestellten Tiefpaß, der auf den phasenemp-

findlichen Gleichrichter folgt, läßt sich das zeitliche Mittel des Synchrongleichrichtersignals messen. In Abb. 27 ist der gemessene Wert von $\overline{U_{PG}}$ als Funktion der Probenhöhe h aufgezeichnet. Auch hier ergibt sich qualitative Übereinstimmung mit dem errechneten Verlauf entsprechend Abb. 10.

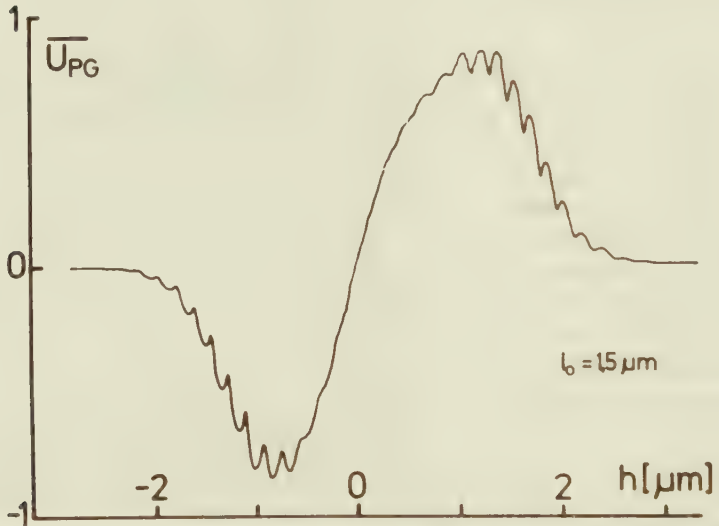


Abb. 27 Zeitlicher Mittelwert des phasenempfindlich gleichgerichteten Detektorsignals als Funktion der Probenhöhe h

Je nach der durch den Schalter SCH eingestellten Meßart wird die Funktion $\overline{U_{PG}}$ auf eine spezielle Weise nach Null geführt. Zu dieser Regelgröße bildet der Regler R die erforderliche Stellgröße, die zugleich als analoger Meßwert M für die Profilhöhe h_p ausgegeben wird.

In dem Ausführungsbeispiel ist der Regler R als Integralregler ausgebildet. Die einzelnen Baugruppen des Reglers R sind im erweiterten Blockschaltbild Abb. 34 aufgeführt.

Ein spannungsgesteuerter Impulsgenerator IG erzeugt eine Zählimpulsfolge, deren Frequenz und Zählrichtung dem Wert der Funktion $\overline{U_{PG}}$ entsprechen. Der Zählerstand des zugeordneten Vorwärts-Rückwärts-Zählers stellt in digitaler Form das zeitliche Integral über die Regelgröße $\overline{U_{PG}}$ dar. Diese Digitalisierung mit anschließender Digital-Analog-Wandlung mittels eines 12 bit-D/A-Wandlers wurde zu dem Zweck eingefügt, daß bei stufenförmigem Profil die Stufenhöhe direkt ablesbar und der Nullpunkt der Messung stabil zu verstellen ist.

4.2.2 Empfängerverstärker als Beispiel einer Schaltungsdimensionierung

Die Überlegungen zur Dimensionierung des Signalvorverstärkers müssen von der Eigenart des Empfängerelementes ausgehen. Um die Kosten und den Betriebsaufwand für einen Photo-Multiplier zu vermeiden, wurde eine schnelle, kapazitätsarme Silizium-Photodiode BPX 65 als Empfänger vorgesehen.

In einem Vorversuch wurde für eine Meßblende von 0,2 mm $\varnothing$ der mittlere Photostrom zu 3 bis 6 nA je nach Reflexionsvermögen der Probe gemessen.

Erforderliche Bandbreite:

Es müssen Lichtsignale verarbeitet werden, die im Frequenzbereich zwischen 0 Hz (Gleichlicht) und der maximalen Interferenzenfrequenz $f_{i \max}$ liegen.

Diese höchste Frequenz tritt dann auf, wenn die Interferenzen im Nulldurchgang der Schwingungsauslenkung erscheinen, weil der Spiegel zu diesen Zeitpunkten die höchste Ge-

schwindigkeit erreicht hat.

Für die Spiegelauslenkung $l(t)$ gilt nach Gleichung (3.8)

$$l = l_0 \cdot \cos(2\pi f_w \cdot t) \quad , \quad \begin{array}{l} l_0 \text{ Amplitude} \\ f_w \text{ Wobelfrequenz} \end{array}$$

In der Nähe des Nulldurchganges ist die Bewegung annähernd linear mit der maximalen Geschwindigkeit $V_{\max}$

$$V_{\max} = \dot{l}_0 \cdot 2\pi f_w \quad . \quad (4.1)$$

Eine Periodendauer T_1 des Interferenzsignals ist gleich der Zeit, die der Spiegel benötigt, um die Strecke $\lambda_0/2$ zu durchlaufen. Dabei soll λ_0 die mittlere Wellenlänge des verwendeten Weißlichts sein.

Damit ist

$$T_1 = \frac{1}{f_{1 \max}} = \frac{\lambda_0/2}{V_{\max}} = \frac{\lambda_0/2}{\dot{l}_0 \cdot 2\pi f_w}$$

$$f_{1 \max} = 4 \cdot f_w \cdot \frac{\dot{l}_0}{\lambda_0} \quad (4.2)$$

An der mittleren Wellenlänge $\lambda_0 \approx 0,7 \mu\text{m}$ kann wenig geändert werden. Die Wobelfrequenz f_w wurde willkürlich zu 200 Hz gewählt. Bei dieser Frequenz ist die Einstellzeit des Meßwertes ausreichend kurz und die Spiegelschwingung noch kaum hörbar. Die Schwingamplitude ist durch den gewünschten Meßbereich im Falle der Direktmessung bedingt. Für die Dimensionierung wird eine maximale Amplitude $\dot{l}_0 = 10 \mu\text{m}$ angenommen.

Für $f_w = 200 \text{ Hz}$; $l_o = 10 \text{ } \mu\text{m}$; $\lambda_o = 0,7 \text{ } \mu\text{m}$ wird

$$f_{i \text{ max}} = 32 \text{ kHz} \quad .$$

Betriebsart der Photodiode:

Die kurze Anstiegszeit der Photodiode BPX 65 von $t_r \leq 1 \text{ ns}$ kann nur bei einem sehr hohen Lichtstrom ausgenutzt werden. Für kleine Lichtströme müssen die Größe der Diodenkapazität C_D und der Dunkelstrom bzw. Sättigungssperrstrom I_s in die Überlegungen einbezogen werden.

Die Strom-Spannungs-Kennlinie einer Halbleiterdiode verläuft nach der Beziehung

$$I(U) = I_s (e^{U/U_T} - 1), \quad U_T = \frac{k T}{e} \quad \begin{array}{l} \text{Temperatur-} \\ \text{spannung} \end{array} \quad (4.3)$$

Daraus läßt sich ein differentieller Widerstand r_D für die Diode ableiten

$$\frac{1}{r_D} = \frac{dI}{dU} = \frac{I_s}{U_T} \cdot e^{U/U_T} \quad (4.4)$$

Die Photodiode hat einen Sperrstrom I_s von

$$I_s \leq 5 \text{ nA} ; \quad \text{typisch } 1 \text{ nA}$$

Würde die Diode unter Sperrspannung betrieben, so läge der Dunkelstrom in der Größenordnung des zu erwartenden Signalstromes, wodurch die unter 4.2.1 beschriebene Einregelung des Gleichspannungsanteils im Detektorsignal auf einen konstanten Wert nicht mehr die beabsichtigte Wirkung, und zwar eine Kompensation verschiedener Lampenhelligkeiten oder un-

terschiedlicher Aperturblendeneinstellungen, erzielen könnte. Deshalb ist vorgesehen, die Photodiode nur unter sehr kleiner Spannung arbeiten zu lassen, für die gilt:

$$U \ll U_T = 26 \text{ mV}$$

Für Spannungen nahe Null ist der differentielle Widerstand r_D der Diode

$$r_D = \frac{U_T}{I_S} \approx 25 \text{ M}\Omega$$

Die Kapazität der Photodiode C_D bei der Vorspannung Null wurde zu 11 pF gemessen.

Für Frequenzen, bei denen die minimale Anstiegszeit $t_r \leq 1 \text{ ns}$ noch keine Rolle spielt, kann mit ausreichender Genauigkeit das Kleinsignal-Ersatzschaltbild entsprechend Abb. 28 verwendet werden. Eine Wechselstromquelle liefert den Photostrom i proportional zum auftretenden Lichtstrom. Der differentielle Widerstand r_D und die Diodenkapazität C_D sind parallel zur Stromquelle zu denken.

Ein Leerlaufbetrieb der Photodiode ist für den betrachteten Anwendungsfall nicht möglich, weil der aus r_D und C_D gebildete Tiefpaß keine ausreichend hohe Grenzfrequenz hat.

Kurzschlußbetrieb der Photodiode bedeutet, daß die Diode mit einem Lastwiderstand $R_L \ll r_D$ überbrückt wird, der nur Signalspannungen zuläßt, die klein gegen U_T sind. Wegen der Diodenkapazität $C_D = 11 \text{ pF}$ wäre ein Lastwiderstand $R_L \leq 400 \text{ k}\Omega$ erforderlich, um die Bandbreite von mindestens 32 kHz zu erreichen. Die daraus resultierenden Signalspannungen von 1 bis 2 mV erfordern von dem nachfolgenden Gleichspannungsverstärker eine sehr gute Nullpunktsta-

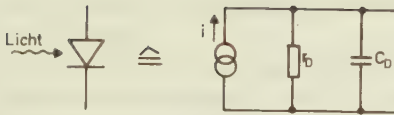


Abb. 28:
Kleinsignal-Ersatz-
schaltbild einer
Photodiode

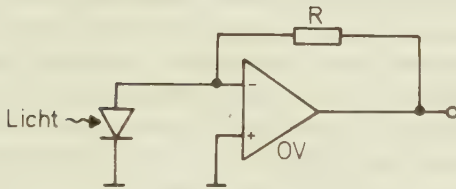


Abb. 29:
Photodiode im vir-
tuellen Kurzschluß

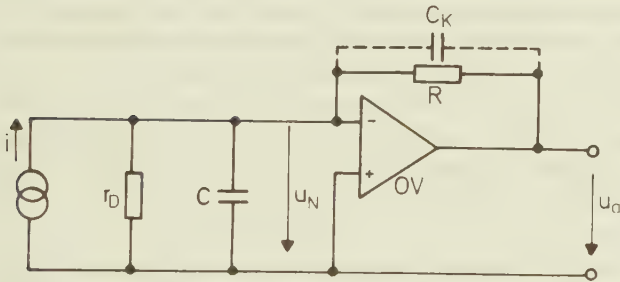


Abb. 30: Empfängerverstärker mit parasitären Komponenten

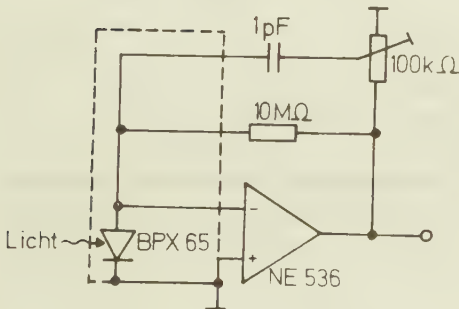


Abb. 31:
Schaltplan des Empfän-
gerverstärkers

bilität bei gleichzeitig hohem Eingangswiderstand.

Die Anforderungen an den Verstärker sind leichter zu erfüllen, wenn die Diode nicht im ohmschen Kurzschluß, sondern im "virtuellen" Kurzschluß betrieben wird. Abb. 29 zeigt die Beschaltung einer Photodiode im virtuellen Kurzschluß. Der Operationsverstärker OV erzwingt über den Gegenkopplungswiderstand R an seinem invertierenden Eingang die Spannung Null; es entsteht ein sog. "virtueller" Massepunkt. Der Gegenkopplungswiderstand R darf dabei wesentlich größer sein als der oben erwähnte ohmsche Kurzschlußwiderstand R_L .

Übliche Operationsverstärker in Bipolartechnik benötigen einen Eingangsstrom von ca. 100 nA. Sie sind deshalb zur Messung von Strömen im Nanoampere-Gebiet nicht geeignet.

Es wurde deshalb ein Operationsverstärker mit Feldeffekttransistor-Eingangsstufe (Signetics Typ NE 536 T) vorgesehen, dessen Eingangsstrom von typ. 30 pA für den vorliegenden Meßzweck vernachlässigbar ist.

Der volle Photostrom I des Empfängers muß daher über den Gegenkopplungswiderstand R fließen. Für die Ausgangsspannung U_a der Verstärkerschaltung gilt damit zumindest für kleine Frequenzen:

$$U_a = - I \cdot R \quad (4.5)$$

Frequenzgang der Verstärkerschaltung:

Für die Diskussion des Frequenzganges der Strom-Spannungswandlung ist eine kurze Rechnung erforderlich, die das

Übertragungsverhalten eines realen Operationsverstärkers berücksichtigt.

Der Frequenzgang des Operationsverstärkers 536 ist typisch für übliche Operationsverstärker mit interner Phasenkompensation. Die Leerlaufverstärkung v_o beträgt 100 dB; die Grenzfrequenz der Leerlaufverstärkung f_g liegt bei 10 Hz. Der Verstärker verhält sich wie ein passiver Tiefpaß 1. Ordnung, weil das Amplitudenübertragungsverhältnis oberhalb der Grenzfrequenz f_g mit 20 dB pro Frequenzdekade abfällt und die Eingangsspannung der Ausgangsspannung um 90° vorseilt. Die Transitfrequenz f_T , d. h. die Frequenz für die Verstärkung Eins, liegt bei 1 MHz.

Das Übertragungsverhalten des Operationsverstärkers mit der Eingangswechselspannung $\underline{u}_N$ und der Ausgangswechselspannung $\underline{u}_a$ kann formuliert werden:

$$\underline{u}_a = - v_o \cdot \underline{u}_N \cdot \frac{1}{1 + j \frac{f}{f_g}} \quad , \quad (4.6)$$

wobei $f_g = 10$ Hz die Grenzfrequenz der Verstärkung bedeutet.

Zwischen Grenzfrequenz f_g , Transitfrequenz f_T und Leerlaufverstärkung v_o gilt die Beziehung

$$f_T = v_o \cdot f_g \quad . \quad (4.7)$$

Abb. 30 stellt die Schaltung aus Abb. 29 nochmals dar, wobei die Photodiode durch ihr Kleinsignal-Ersatzschaltbild nach Abb. 28 vertreten ist. Die Kapazität C stellt die Summe aus der Diodenkapazität $C_D = 11$ pF und der Eingangskapazität $C_V = 6$ pF des Operationsverstärkers dar.

$$C = C_D + C_V$$

Die punktiert eingezeichnete Kompensationskapazität C_K soll zunächst nicht beachtet werden.

Die Strombilanz für den eingangsseitigen Schaltungsknoten lautet:

$$\underline{i} + (\underline{u}_a - \underline{u}_N) \frac{1}{R} - \underline{u}_N (j \omega C + \frac{1}{r_D}) = 0 \quad (4.8)$$

Gleichung (4.6) eingesetzt in Gleichung (4.8) ergibt:

$$\begin{aligned} \underline{i} + \underline{u}_a \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R \cdot v_O} + \frac{1}{r_D \cdot v_O} - \frac{2 \pi f^2 C}{v_O \cdot f_g} \right) \\ + j \underline{u}_a \left(\frac{f}{R \cdot v_O \cdot f_g} + \frac{2 \pi f C}{v_O} + \frac{f}{v_O \cdot f_g \cdot r_D} \right) = 0 \end{aligned}$$

Die beiden mittleren Glieder der ersten Klammer können vernachlässigt werden.

Die Grenzfrequenz eines passiven RC-Gliedes aus dem Gegenkopplungswiderstand R und der Summenkapazität C wird f_p genannt.

$$f_p = \frac{1}{2 \pi R C} \quad (4.9)$$

Unter Verwendung von Gleichung (4.9) folgt

$$\underline{i} + \frac{\underline{u}_a}{R} \left[\left(1 - \frac{f^2}{f_p^2 \cdot f_T} \right) + j \left(\frac{f}{f_T} \left\{ 1 + \frac{R}{r_D} \right\} + \frac{f}{v_O \cdot f_p} \right) \right] = 0$$

Solange $R \leq 100 \text{ M}\Omega$ bleibt, ist $f_p \gg f_g$. Damit ist auch das letzte Glied des imaginären Terms zu vernachlässigen.

$$\underline{u}_a = - \underline{i} \cdot R \left(\frac{1}{1 + j \frac{f}{f_T} \left(1 + \frac{R}{r_D} \right) - \frac{f^2}{f_p^2 \cdot f_T}} \right) \quad \underline{F} \quad (4.10)$$

Der Bruchterm $\underline{F}$ beinhaltet den Frequenzgang der Verstärkerstufe nach Amplitude und Phase.

Der Frequenzgang besitzt eine starke Resonanzüberhöhung an der Frequenz f_r , für die der Realteil des Nenners verschwindet.

$$\frac{f_r^2}{f_p \cdot f_T} = 1 \quad f_r = \sqrt{f_p \cdot f_T}$$

$$\underline{F}(f_r) = -j \sqrt{\frac{f_T}{f_p}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{R}{r_D}} \quad (4.11)$$

Für das Wertebeispiel: $R = 10 \text{ M}\Omega$; $r_D = 25 \text{ m}\Omega$
 $C = 17 \text{ pF}$; $f_T = 1 \text{ MHz}$

ergibt sich

$$f_r = 32 \text{ kHz} \quad \left| \underline{F}(f_r) \right| = 23$$

Diese 23fache Resonanzüberhöhung bei f_r kommt nur bei der idealisierenden Annahme zustande, daß zwischen dem Ausgang des Operationsverstärkers und dem invertierenden Eingang keine Kapazität wirksam sei. Bei einem tatsächlichen Aufbau lassen sich parasitäre Schaltungskapazitäten nicht vollständig vermeiden. Die in Abb. 30 eingezeichnete Kompensationskapazität C_K , die sowohl eine geometriebedingte Schaltungskapazität als auch ein Bauelement sein kann, bewirkt eine externe Phasenkompensation und baut damit das Resonanzverhalten der Verstärkerschaltung ab.

In der folgenden Rechnung soll bestimmt werden, wie groß die Kapazität C_K für einen optimalen Frequenzverlauf sein muß.

Die Strombilanz unter Berücksichtigung der Kapazität C_K lautet:

$$\underline{1} + (\underline{u}_a - \underline{u}_N) \left(\frac{1}{R} + j\omega C_K \right) - \underline{u}_N \left(j\omega C + \frac{1}{r_D} \right) = 0 \quad (4.12)$$

Hieraus errechnet sich in analoger Weise der Frequenzgang $\underline{F}$ der Schaltung zu

$$\underline{F} = \frac{1}{1 + j \frac{f}{f_K} - \frac{f^2}{f_P \cdot f_T}} \quad , \quad (4.13)$$

wobei

$$f_K = \frac{1}{2 \pi R \cdot C_K} \quad (4.14)$$

bedeutet und darüberhinaus $f_K \ll f_T$ angenommen wurde.

In der Schreibweise als p - Polynom mit

$$p = j\omega = j 2 \pi f$$

lautet der Frequenzgang:

$$\underline{F}(p) = \frac{1}{1 + \frac{p}{\omega_K} + \frac{p^2}{\omega_P \cdot \omega_T}}$$

Es sei die Grenzfrequenz der Verstärkerschaltung f'_g , die dazugehörige Kreisfrequenz ω'_g .

Führt man folgende Schreibweise ein [14]:

$$p = \frac{p}{\omega'_g} = j \frac{\omega}{\omega'_g} \quad ,$$

so nimmt der Frequenzgang $\underline{F}$ die Form an:

$$\underline{F}(p) = \frac{1}{1 + p \frac{\omega'_g}{\omega_K} + p^2 \frac{(\omega'_g)^2}{\omega_P \cdot \omega_T}} \quad (4.15)$$

Für die Dimensionierung der wählbaren Größen R und C_K sollte zunächst die angestrebte Filtercharakteristik festgelegt werden. Günstig für den Anwendungsfall wäre ein Frequenzgang, der in seinem Betrag maximal flach bis nahe an die Grenzfrequenz f'_g verläuft, d. h. BUTTERWORTH-Verhalten zeigt.

Das BUTTERWORTH-Polynom für ein Filter 2. Ordnung lautet [15]:

$$1 + 2P + P^2$$

Durch Koeffizientenvergleich mit dem Nennerpolynom aus Gleichung (4.15) erhält man die Beziehungen:

$$\omega'_g = \sqrt{\omega_p \cdot \omega_T} \quad (4.16)$$

und

$$\omega_K = \frac{\omega'_g}{\sqrt{2}} \quad (4.17)$$

Fordert man eine Grenzfrequenz der Schaltung von $f'_g = 32 \text{ kHz}$, so ergibt sich:

$$f_p = 1,024 \text{ kHz} ; f_K = 22,6 \text{ kHz}$$

und die Dimensionierungsvorschrift:

$$R = 9,14 \text{ M}\Omega ; C_K = 0,77 \text{ pF} .$$

Gibt man nun den in der Widerstands-Normreihe nächstliegenden Wert von $R = 10 \text{ M}\Omega$ vor, so ergibt sich die Dimensionierungsvorschrift:

$$C_K = 0,73 \text{ pF}$$

und eine zu erwartende Grenzfrequenz von $f'_g = 30 \text{ kHz}$.

Ausführung der Empfängerschaltung:

Den Schaltplan des Empfängerverstärkers zeigt Abb. 31. Die Photodiode BPX 65 wird mit Hilfe des FET-Operationsverstärkers NE 536 im virtuellen Kurzschluß betrieben. Die Schaltung arbeitet mit einem Gegenkopplungswiderstand von $R = 10 \text{ M}\Omega$. Die dazu errechnete Kompensationskapazität von $C_K = 0,73 \text{ pF}$ läßt sich nicht gezielt einsetzen, weil Schaltungskapazitäten benachbarten Bauteile und Leitungen auch schon in dieser Größenordnung liegen können.

Aus der Berechnung der Grenzfrequenz f'_g geht hervor, daß die Lage der Grenzfrequenz von einer Kapazität des virtuellen Massepunktes gegen den Operationsverstärkerausgang wesentlich stärker beeinflußt wird als von einer vergleichbaren Kapazität der virtuellen Masse gegen die Schaltungsmasse.

Daraus erklärt sich, daß die Grenzfrequenz der Schaltung viel niedriger als erwartet liegt, wenn beim Aufbau keine Rücksicht auf die Kapazitäten der Bauelemente gegeneinander genommen wird und damit ein $C_K > 0,73 \text{ pF}$ zustandekommt.

Es wurden deshalb möglichst alle Leitungsteile des virtuellen Massepunktes gegen den Schaltungsausgang elektrisch abgeschirmt. Diese Maßnahme ergab eine Resonanzüberhöhung des Frequenzganges bei $f = 43 \text{ kHz}$ um 11 dB. Die gestrichelte Kurve in Abb. 32 stellt den Frequenzgang der extern unkompenzierten Schaltung dar. Der Frequenzgang wurde gemessen, indem mittels einer rot emittierenden Lumineszenzdiode Wechsellicht durch die Empfängermeßblende eingestrahlt wurde.

Die Sprungantwort des Empfängers auf einen rechteckförmigen Eingangslichtstrom zeigt Abb. 33a. Das mehrfach alternierende Überschwingen der Sprungantwort im unkompenzierten

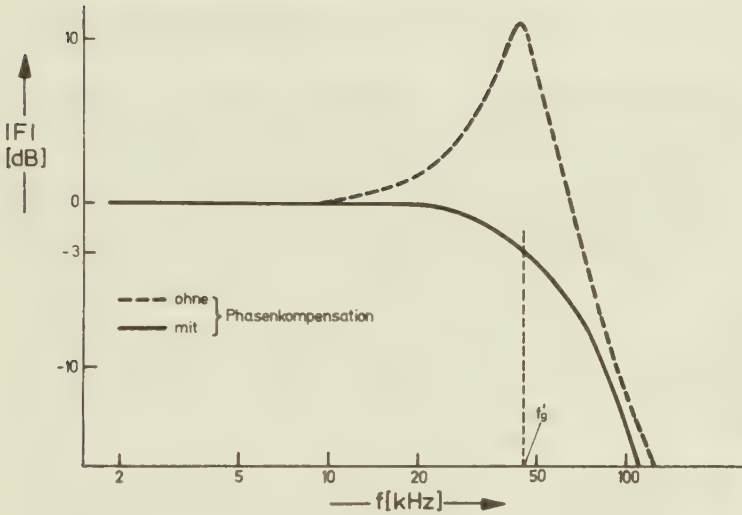
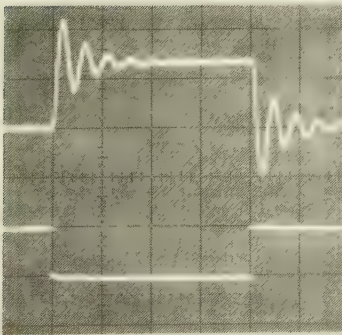
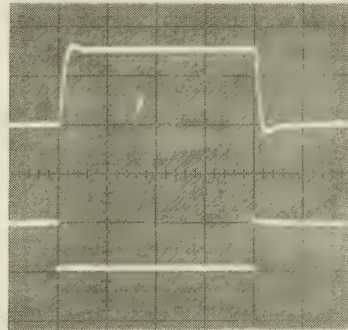


Abb. 32: Frequenzgang des Empfängerverstärkers
gestrichelte Kurve: ohne externe Phasen-
kompensation
ausgezogene Kurve: auf maximal flachen
Verlauf kompensiert



a unkompensiert



b kompensiert

Abb. 33: Sprungantwort des Empfängerverstärkers

Fall ist eine Folge der Resonanzüberhöhung im Frequenzgang.

Die Resonanzüberhöhung im Frequenzgang zeigt an, daß die Streukapazität vom Operationsverstärkerausgang zum invertierenden Eingang noch nicht den errechneten Wert von $0,73 \text{ pF}$ für maximal flachen Verlauf des Frequenzganges erreicht. Es wäre also eine zusätzliche Kapazität von einigen Zehntel Picofarad erforderlich. Abgleichkondensatoren sind für den Kapazitätsbereich unter 1 pF nicht üblich. Es kommt aber nur darauf an, den kapazitiven Gegenkopplungsstrom abgleichen zu können. Das läßt sich mit einem Kondensator fester Kapazität durchführen, an den nur ein einstellbarer Bruchteil der Ausgangsspannung gelegt wird.

In der ausgeführten Schaltung liegt ein Kondensator von 1 pF Kapazität zwischen dem invertierenden Operationsverstärkereingang und dem Abgriff eines verstellbaren ohmschen Ausgangsspannungsteilers.

Den auf maximal flachen Verlauf abgeglichenen Frequenzgang des Empfängerverstärkers zeigt die ausgezogene Kurve in Abb. 32. Die 3 dB -Grenzfrequenz von 45 kHz liegt fast genau an der Stelle maximaler Überhöhung im unkompensierten Fall, wie es aufgrund der Gleichung (4.16) zu erwarten ist. Der Abfall oberhalb der Grenzfrequenz verläuft mit etwa 12 dB pro Oktave. Die dazugehörige Sprungantwort (Abb. 33b) besitzt eine Anstiegszeit $t_r = 8 \text{ }\mu\text{s}$ und ein einmaliges Überspringen von ca. 5% , wie es für ein BUTTERWORTH-Filter 2. Ordnung typisch ist.

4.2.3 Wobbelhubeinstellung

Die elektronische Auswerteeinheit der Meßeinrichtung gestattet alle drei Verfahren der in Kapitel 3.4 beschriebenen Profilhöhenmessung. Darüberhinaus sind für den Wobbelhub des Schwingspiegels drei verschiedene Einstellungen vorgesehen: kleine Amplitude von $1,5\text{ }\mu\text{m}$, große Amplitude von $10\text{ }\mu\text{m}$ oder automatische Amplitudeneinstellung, die im folgenden noch erläutert wird.

Für die beiden Kompensationsmeßverfahren nach 3.4.1 und 3.4.2 ist es günstig, im stationären Zustand den Referenzspiegel mit kleiner Amplitude schwingen zu lassen, damit eine hohe Meßgenauigkeit erzielt werden kann. Wenn das Meßobjekt aber eine Stufe enthält, die größer ist als die Schwingspiegelamplitude, so wird der Detektor nach Durchlaufen der Stufe keine Interferenzen mehr empfangen.

Die Betriebsart der automatischen Wobbelhubverstellung ermöglicht für die Kompensationsmeßverfahren eine hohe Meßgenauigkeit im stationären Betrieb und zugleich einen großen Meß- oder Fangbereich.

Die Verbindung dieser beiden Vorteile wird dadurch erreicht, daß der Wobbelhub des Schwingspiegels zwischen maximaler und minimaler Größe kontinuierlich verstellt werden kann. Die Vermessung eines Profils mit einer "hohen" Stufe von beispielsweise $3\text{ }\mu\text{m}$ nach dem Kompensationsverfahren durch Objektstisch-Verstellung verläuft folgendermaßen:

Bei kleiner Spiegelwobbelung und hoher Meßgenauigkeit läuft der Meßfleck auf die Stufe zu. Sobald der Meßfleck die Stufe überschritten hat, sind die Interferenzen im

Detektorsignal verschwunden. Daraufhin wird der Wobbelhub auf maximale Größe umgeschaltet, wodurch wieder Interferenzen von der um $3\text{ }\mu\text{m}$ vom vorhergehenden Niveau abgelegenen Fläche im Signal auftreten. Da das Interferenzsignal weit von der symmetrischen Form entfernt ist, wird sich der Objektstisch rasch in der Höhe verstellen. Sobald sich der Objektstisch um die $3\text{ }\mu\text{m}$ der Stufenhöhe verstellt hat, ist wieder der stationäre, d. h. eingeregelter Zustand mit $\overline{U}_{PG}$ nahezu Null vorhanden, und der Wobbelhub strebt langsam, innerhalb einiger Sekunden, seinem Minimalwert zu, um wieder die hohe Meßgenauigkeit zu ermöglichen.

Die schaltungstechnische Realisierung der automatischen Wobbelhubverstellung läßt sich anhand von Abb. 34 erläutern. Dieses erweiterte Blockschaltbild enthält alle Baugruppen, die in Abb. 13 aufgeführt und bereits erklärt sind, in fetter Umrahmung. In Abb. 34 ist nur die Meßart der Objektstisch-Kompensation (s. 3.4.1) mit automatischer Wobbelhubverstellung dargestellt; im unteren Bereich des Schaltbildes befinden sich Baugruppen für die Eichung, die im nachfolgenden Abschnitt (4.2.4) beschrieben wird.

Im Falle der Profilmessung gilt für den Doppelumschalter nach der Baugruppe B zur Betragsbildung die eingezeichnete Stellung; es wird also das Betragssignal der Interferenzen an den Eingang des phasenempfindlichen Gleichrichters PG geführt. Der nachgeschaltete Tiefpaß TP mit einer Grenzfrequenz von 25 Hz bildet den zeitlichen Mittelwert $\overline{U}_{PG}$. Dieses Signal gelangt über einen Analogschalter AS an den Eingang des spannungsgesteuerten Impulsgenerators SIG. Dieser Zählimpulsgenerator ist Bestandteil des gestrichelt umrahmten Integralreglers. Positive Eingangsspannung verursacht Vorwärtzzählimpulse, negative Eingangsspannung Rückwärtzzählimpulse; die Impulsfolgefrequenz ist dem Betrag der Eingangsspannung proportional. Daher

stellt der Zählerstand des nachgeschalteten Vorwärts-Rückwärts-Zählers das zeitliche Integral der Signalgröße $\overline{U_{PG}}$ in digitaler Form dar. Ein nachfolgender 12 bit-Digital-Analog-Wandler D/A bildet aus dem Zählerstand eine Analogspannung, die am Meßausgang M als Meßgröße für die Profilhöhe h_p ansteht. Synchron mit dem Zähler der Reglergruppe zählt ein zweiter Vorwärts-Rückwärts-Zähler die Impulse des Impulsgenerators SIG. Von diesem Zähler wird eine vierstellige Zahlanzeige gesteuert, deren letztes Digit 0,01 μm Profilhöhe bedeutet. Da dieser zweite Zähler separat auf Null zurückgesetzt werden kann, läßt sich eine bestimmte Stufenhöhe während der Profilmessung direkt von der Zahlanzeige ablesen.

Die zentrale Baugruppe für die automatische Wobbelhubeinstellung ist mit "Wobbelamplitude" bezeichnet. Es ist eine digital gesteuerte Schaltung für eine analoge Ausgangsspannung, und zwar + 10 V am Ausgang bei logisch 0 am Eingang und einen langsamen Abfall (Zeitkonstante 1 s) auf + 1,5 V am Ausgang bei logisch 1 am Eingang. Die Ausgangsspannung legt die Amplitude der Wobbelspannung für das elektromechanische Stellglied St fest. Das geschieht durch Analog-Multiplikation der eben beschriebenen Spannung mit dem Signal des Wobbelgenerators W.

Die mit "Teiler" bezeichnete Schaltung ist im Falle der Profilmessung nicht wirksam, weil sie mit logisch 1 angesteuert wird und daher die Wobbelspannung mit 1 multipliziert.

Die digitale Ansteuerung für die Baugruppe "Wobbelamplitude" kann die zwei Befehle "Fangen" als logisch 0 und "Messen" als logisch 1 geben, wobei der Übergang von Fangen auf Messen nur allmählich ausgeführt werden darf,

damit die Regelung genügend Zeit hat, um die Regelgröße $\overline{U_{PG}}$ nahe bei Null zu halten.

Die vorausgehende Schaltung untersucht die Bedingungen, die zwischen "Fangen" und "Messen" entscheiden.

Das Ausgangssignal der Schaltungsgruppe B zur Betragsbildung ist auf einen Schmitt-Trigger geführt, der die Extremwerte des Interferenzsignales in Digitalimpulse umformt. Der nachfolgende Pulse-missing-detector PMD erzeugt logisch 1 am Ausgang, wenn regelmäßig Interferenzenimpulse anstehen, und logisch 0, wenn die Interferenzenimpulse länger als eine Periodendauer T_w ausgeblieben sind. Wenn die Interferenzen ausbleiben, kann keine Profilhöhe gemessen werden; es ist daher sinnvoll, über die logische Null des Pulse-missing-detectors PMD und die zwei nachfolgenden NAND-Gatter "Fangen" und damit große Wobbelamplitude einzustellen.

Ob eine bestimmte Profilhöhe durch den Meßwert am Meßausgang M bereits ausreichend eingefangen wurde, läßt die Regelgröße $\overline{U_{PG}}$ erkennen. Zu diesem Zweck liegt das Signal $\overline{U_{PG}}$ am Eingang des Fensterkomparators FK. Dieser Komparator erzeugt nur dann logisch 1 an seinem Ausgang, wenn die Eingangsspannung zwischen den beiden Referenzspannungen 1 und 2 liegt. In der ausgeführten Schaltung wurden diese Referenzspannungen zu + 0,1 V und - 0,1 V gewählt.

Nur unter der Bedingung, daß regelmäßig Interferenzen im Detektorsignal auftreten und außerdem die Regelgröße $\overline{U_{PG}}$ bereits näher als 0,1 V an Null herangekommen ist, erhält die Schaltungsgruppe "Wobbelamplitude" logisch 1 am Eingang und damit den Befehl, die Amplitude allmählich auf 1,5 V zu verringern.

Bei der Direktmessung (s. 3.4.3) kann nicht mit automatischer Wobbelhubverstellung gearbeitet werden; hier ist der zu erfassende Höhenmeßbereich dafür maßgebend, ob große oder kleine Schwingungsspiegelamplitude einzustellen ist.

4.2.4 Eichung der Meßeinrichtung

Eine Eichung der Profilhöhenmessung kann mittels quantitativ bekannter Profilstrukturen erfolgen. Für die mechanischen Profilabtaster werden als Zubehör Eichprofil-Proben mit genau vermessenen Stufen angeboten. Selbstverständlich kann die Eichung auch an einer beliebigen Profilstruktur über den Vergleich mit einem glaubwürdigen Referenzmeßverfahren durchgeführt werden, etwa mit der Streifenvermessung von monochromatischen Zweistrahlinterferenzen.

Die Kompensationsmeßverfahren nach 3.4.1 und 3.4.2 erfordern lediglich eine Eichung der statischen Verstelleinrichtungen. Wenn die statische Verstellung kontinuierlich durchgeführt wird, eignen sich zur Vermessung die monochromatischen Zweistrahlinterferenzen, wobei die Wellenlänge des verwendeten Lichts als Eichnormal dient. Eine Eichung nach diesem Prinzip ist bei der Konzeption der elektronischen Auswerteeinheit vorgesehen worden. Als Vorbereitung für die Eichmessung muß in den Interferometerstrahlenweg ein Linienfilter zur Monochromatisierung eingesetzt werden.

In dem erweiterten Blockschaltbild (Abb. 34) sind die für die Eichung benötigten elektronischen Baugruppen dargestellt. Der Doppelumschalter nach der Baugruppe B zur Betragsbildung wird in die obere Schaltstellung gebracht. Dadurch wird das originale Interferenzensignal auf den Eingang des phasenempfindlichen Gleichrichters geführt.

Außerdem wird über ein NAND-Gatter die Baugruppe "Wobbelamplitude" mit logisch 1 angesteuert, so daß sich kleine Wobbelamplitude einstellt. Zusätzlich wird die mit "Teiler" bezeichnete Schaltung mit logisch 0 angesteuert, so daß die Ausgangsspannung des Multiplizierers auf $1/20$ ihrer Größe heruntergeteilt wird. Insgesamt wird dadurch eine Wobbelamplitude des Stellgliedes St für den Schwingespiegel auf 75 nm verringert.

Arbeitet die übrige Schaltung wie bei der Profilmessung mittels Objektisch-Kompensation, so wird wieder die Regelgröße $\overline{U_{PG}}$ nach Null geführt werden. Das bedeutet, daß am Meßort ein Extremwert der monochromatischen Interferenzen, in der ausgeführten Schaltung immer das Minimum, eingefangen wird. Es gibt viele stabile Lagen des Objektisches OT bei dieser Betriebsart; sie liegen jeweils um eine halbe Lichtwellenlänge in der Höhe auseinander, weil immer in diesen Stellungen wieder ein Interferenzminimum auftritt.

Der Hub des Objektisches OT von einer stabilen Lage zur nächsten könnte daher über die bekannte Lichtwellenlänge eingeeicht werden. Die Eichung ist aber zu ungenau, wenn zwei benachbarte Minima herangezogen werden. Es wird deshalb, ausgehend von einem beliebigen Interferenzminimum, das 20. nachfolgende Minimum zur Eichung benutzt. Der damit verknüpfte Hub des Objektisches beträgt zehn Lichtwellenlängen, im roten Licht mit $\lambda = 621 \text{ nm}$ also $6,21 \mu\text{m}$.

Der Ablauf der Eichung geschieht folgendermaßen:

1. Der Zähler der Reglergruppe wird auf Null gesetzt. Sofort danach fängt die Schaltung das nächstliegende Interferenzminimum ein.

2. Der mit der Höhenanzeige verbundene Zähler wird auf Null gesetzt; damit gilt das gerade eingeregelter Minimum als Nullpunkt der Höhenmessung.
3. Eine Betätigung des Startkontaktes setzt den Ausgang Q des RS-Flip-Flops auf logisch 1, wodurch der Analogschalter AS die Stellung 1 einnimmt. Der Regelkreis für die Minimum-Einfangregelung ist damit unterbrochen. An den spannungsgesteuerten Impulsgenerator SIG gelangt nun je nach Stellung des Schalters "Richtung" eine positive oder negative Zählspannung $\pm U_z$. Der Impulsgenerator SIG gibt daraufhin nur entweder Vorwärts- oder Rückwärts-Zählimpulse mit konstanter Impulsfolgefrequenz ab. Der Zählerstand und die damit verbundene Objektischhöhe ändern sich gleichförmig.

Die Signalgröße $\overline{U_{PG}}$ ist während dieses Betriebszustandes nicht mehr Regelgröße und daher im allgemeinen nicht Null. Da die Phasenlage des Interferenzsignals zum Wobbelsignal ständig wechselt, bekommt das Signal $\overline{U_{PG}}$ einen alternierenden, etwa sinusförmigen Verlauf. Der Hub des Objektisches OT um eine halbe Lichtwellenlänge bewirkt eine Periode des Signals $\overline{U_{PG}}$; deshalb kann dieses zum Abzählen der durchlaufenden Interferenzperioden benutzt werden.

Zu diesem Zweck wird das Signal $\overline{U_{PG}}$ von einem Schmitt-Trigger auf logische Pegel umgesetzt. Die entstehenden Impulse werden von einem Vorwählzähler gezählt. Erreicht der Zähler die Zahl 20, so setzt er das RS-Flip-Flop zurück in den Zustand $Q = 0$. Dadurch nimmt der Analogschalter AS wieder den Schaltzustand 0 an und leitet die Spannung $\overline{U_{PG}}$ an den Zählimpulsgenerator SIG. Damit ist die Minimum-Einfangregelung aktiviert und regelt das 20. Interferenzminimum am Meßort ein.

4. Die Zahlanzeige müßte, wie bereits ausgeführt, einen Hub von $6,21 \mu\text{m}$ angeben. Ist die Abweichung zu groß, so kann an einem Potentiometer mit der Bezeichnung "Skalierungsfaktor" der Bruchteil der D/A-Wandler-Ausgangsspannung verstellt werden, der als Stellgröße dem Objektisch OT zugeführt wird. Die Minimum-Einfangregelung hält den Objektisch trotzdem in derselben Höhe. Daher wird sich die Zahl in der Anzeige ändern, die das Meßgerät einem Hub von $6,21 \mu\text{m}$ zuordnet. Die Eichung besteht darin, daß durch Verstellung des Skalierungsfaktors die Anzeige auf die Zahl 621 ($\times 10 \text{ nm}$) gebracht wird.

5. Meßergebnisse

5.1 Anforderungen an die Meßobjekte

Meßobjekte für die interferometrische Profilabtastung müssen einige Anforderungen erfüllen, damit die erzielten Meßkurven als echtes Höhenprofil gedeutet werden dürfen.

1. Die zu vermessende Oberfläche oder Grenzfläche muß optisch deutlich wirksam sein, d. h. einen Reflexionsfaktor von mindestens einigen Prozent haben.
Hochvergütete Glasflächen oder Grenzflächen zwischen Materialien von fast gleichem Brechungsindex sind für die Messung nicht geeignet.
2. Die Meßflächen sollten eine geringe Rauigkeit haben, damit die Interferenzen noch erkennbar sind.
Quantitative Formulierung:
Feinkörnige, statistisch verteilte Höhenunterschiede, die eine laterale Korrelationslänge haben, die klein gegen den Meßfleckdurchmesser ist, müssen im Betragsmittel kleiner als $\lambda/4$ sein.
3. Die Meßfläche darf, abgesehen von abrupten Stufen, keine zu großen Steigungen aufweisen. Die zulässigen Steigungen wurden bereits im Kapitel 3.6 diskutiert.
4. Durchsichtige Deckschichten auf der Probe sind für die Messung hinderlich, zumindest problematisch.
Auswertbare Spezialfälle werden in Kapitel 5.4 aufgeführt.

Diese Anforderungen an die Meßobjekte stellen keine sehr einschneidende Beschränkung für den Anwendungsbereich des

Meßverfahrens dar.

Manche Proben, denen Bedingung 1 oder 4 entgegensteht, werden durch eine ganzflächige Metallbedampfung meßbar.

Bedingung 2 schließt Proben mit einer zu großen Rauigkeit aus. Ist die Rauhtiefe größer als $\lambda/4$, so ist ein Meßverfahren mit einer Auflösung von $0,01 \mu\text{m}$ ohnehin fehlangepaßt. Diese Proben würden besser, wenn es berührungslos sein soll, nach einem Lichtschnittverfahren ausgemessen.

Ähnliches gilt für Proben, die über größere laterale Bereiche eine zu hohe Steigung besitzen. In diesen Fällen sind auch große Höhenunterschiede zu erwarten und daher das Lichtschnittprinzip dem Meßproblem eher angemessen.

In den folgenden Abschnitten werden einige Profilmeßkurven von verschiedenartigen Meßobjekten diskutiert. Die Auswahl und Klassifizierung der Meßobjekte geschah nach den Kriterien, die auch für die Auswahl der jeweils günstigen Meßarten maßgebend sind.

5.2 Meßobjekte mit kleinen Höhendifferenzen

Höhendifferenzen sollen in diesem Zusammenhang als klein gelten, wenn sie kleiner als die Kohärenzlänge des verwendeten Weißlichts von ca. $1,2 \mu\text{m}$ und damit auch kleiner als die kleinstmögliche Wobbelamplitude des Schwingspiegels sind. Nach dieser Definition handelt es sich um Oberflächenprofile im Submikrometerbereich.

Messungen an derartigen Proben sind nach allen drei Varianten der Profilmessung bei kleinem Wobbelhub von $\pm 1,5 \mu\text{m}$ möglich.

Abb. 35: Meßprobe mit Stufen von $0,37\text{ }\mu\text{m}$ Höhe

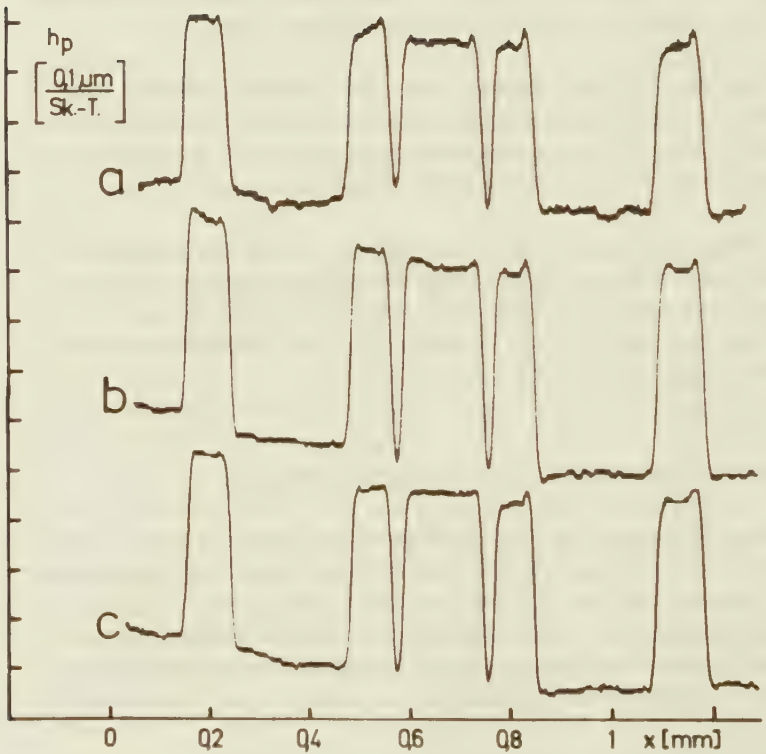


Abb. 36: Profilmeßkurven bei kleinem Wobbelhub

- a) Objektischverstellung
- b) Referenzspiegelverstellung
- c) Direktmessung

Abb. 35 zeigt die Mikrophotographie des Probenbereiches, an dem die nachfolgenden Profilkurven (Abb. 36 a-c) aufgenommen wurden. Das Meßobjekt ist eine aluminiumbedampfte Photolackstruktur auf einer Siliziumscheibe, wie sie zur Herstellung integrierter Schaltungen benutzt wird. Die Stufen haben eine Höhe von $0,37\text{ }\mu\text{m}$. Die Profilmessspur ist in der Photographie eingezeichnet.

Die Profilmesskurve nach der Methode der Objektisch-Verstellung lt. Kapitel 3.4.1 gibt Abb. 36a wieder. Bei dieser Meßmethode wird der Objektischansatz des Zweistrahlinterferenzeinschubs, der in der Gesamtansicht der Meßeinrichtung (Abb. 12) gezeigt ist, durch den höhenverstellbaren Objektisch (Abb. 15) ersetzt. Diese Spezialkonstruktion ist auf dem Kreutztisch für die normale Auflichtmikroskopie aufmontiert.

Abb. 36b zeigt die Meßkurve an demselben Profil nach der Methode der statischen Referenzspiegelverstellung lt. Kapitel 3.4.2, Abb. 36c die Meßkurve nach dem Direktmeßverfahren lt. Kapitel 3.4.3. Bei den beiden letzten Meßarten wird der originale Objektischansatz verwendet.

Die drei Meßkurven desselben Profiles weichen nur in ihrer Feingestalt voneinander ab.

Bei der Meßkurve mittels Objektischverstellung (Abb. 36a) ist auffällig, daß auch über kurze laterale Strecken der Meßwert um einige Hundertstel Mikrometer schwankt. Dieser Meßfehler ist hauptsächlich auf die größere Erschütterungsempfindlichkeit der Objekthalterung und nur zum geringen Teil auf Kurzzeitschwankungen der elektronisch geregelten Höheneinstellung zurückzuführen.

Die mittels Referenzspiegelverstellung gewonnene Meßkurve (Abb. 36b) weist weniger Höhenschwankungen auf, dagegen

aber geringfügige Steigungen an ebenen Probenbereichen nach jeder Stufe. Dieser Effekt wird verursacht durch das Kriechverhalten der statischen Referenzspiegelverstellung; er tritt noch deutlicher bei Meßkurven an hohen Stufen zutage.

Die Profilmeßkurve nach dem Direktmeßverfahren (Abb. 36c) zeigt geringe Meßwertschwankungen und gute Langzeitstabilität. Die Höhenauflösung ist praktisch nur durch die Digitalisierung mit Stufen von $0,01\text{ }\mu\text{m}$ begrenzt.

Das Hin- und Herspringen des Meßwertes zwischen zwei benachbarten Digitalisierungsstufen zeigt keine Höhenschwankung an. Es ist darauf zurückzuführen, daß der Regler R im Blockschaltbild Abb. 13 integrales Verhalten hat, die Stellgröße wegen der Digitalisierung aber nur diskrete Werte annehmen kann. Daraus ergibt sich an der Grenze der Auflösung das Verhalten eines Zweipunktreglers.

5.3 Meßobjekte mit großen Höhendifferenzen

Höhendifferenzen sollen als groß gelten, wenn sie einige Mikrometer betragen.

Messungen an derartigen Proben sind nach allen drei Varianten der Profilmessung bei großem Wobbelhub von $\pm 10\text{ }\mu\text{m}$ möglich; die Kompensationsverfahren können auch mit automatischer Wobbelhubeinstellung (s. Kapitel 4.2.3) arbeiten.

Abb. 37 zeigt die Mikrophotographie des Meßobjektes, einer aluminiumbedampften Photolackstruktur mit $3,7\text{ }\mu\text{m}$ hohen Stufen. Derartig dicke Lackschichten sind in der Technologie integrierter Schaltungen nicht gebräuchlich; die Proben sind ausschließlich zum Test der Profilmeßeinrichtung her-

hergestellt worden.

Die Profilmeßkurve mittels Objektisch-Verstellung und großem Wobbelhub zeigt Abb. 38a, die Kurve nach derselben Meßart und automatischer Wobbelhubeinstellung Abb. 38b.

In gleicher Weise zeigt Abb. 39a, b die Ergebnisse der Profilmessung mittels Referenzspiegelverstellung bei großem Wobbelhub und bei automatischer Wobbelhubeinstellung.

Die Direktmessung des Probenprofils (Abb. 40) ist nur bei großem Wobbelhub möglich.

Die fünf Meßkurven desselben Profils unterscheiden sich sehr wenig voneinander.

Objektisch-Kompensation und Direktmessung (Abb. 38 u. 40) geben den abschnittsweise horizontalen Verlauf des Stufenprofils gut wieder, während die Spiegelkompensation (Abb. 39) Dachschrägen vortäuscht. Diese Dachschrägen werden durch das Kriechen des Spiegelstellgliedes (Hochtonlautsprecher) bewirkt; sie sind daher von der Geschwindigkeit und Richtung des Meßdurchlaufs abhängig. Die Meßkurven in Abb. 39 wurden von links nach rechts aufgenommen; bei entgegengesetzter Meßrichtung kehren sich die Dachschrägen um.

Die Wiedergabe der Profilsprünge ist weniger durch die Meßart als durch die Wobbelhubeinstellung bedingt.

Bei großem Wobbelhub (Abb. 38a, 39a, 40) haben die gemessenen Sprünge kontinuierlichen Verlauf über eine laterale Strecke, die etwa gleich dem Meßfleckdurchmesser von 20 μm ist. Der Meßwert für die Profilhöhe nimmt jeden Zwischenwert auch statisch an, weil direkt an der Stufe Interferen-

Abb. 37: Meßprobe mit Stufen von $3,7\text{ }\mu\text{m}$ Höhe

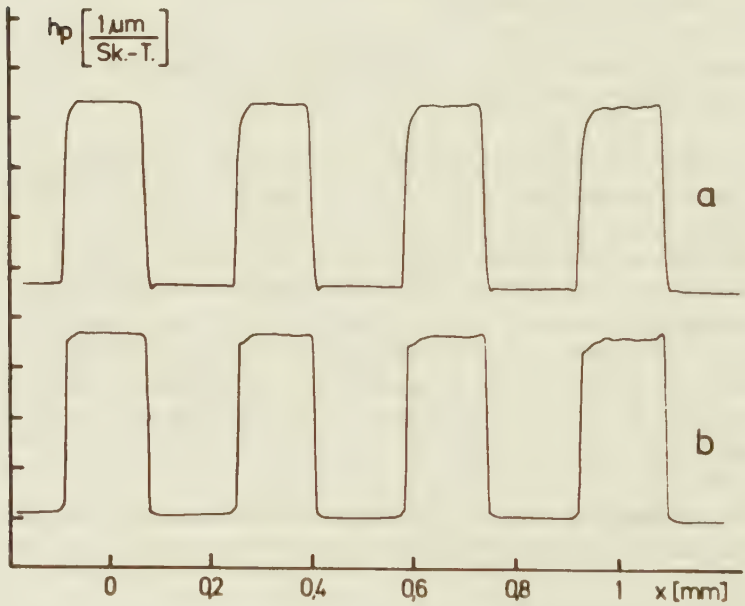
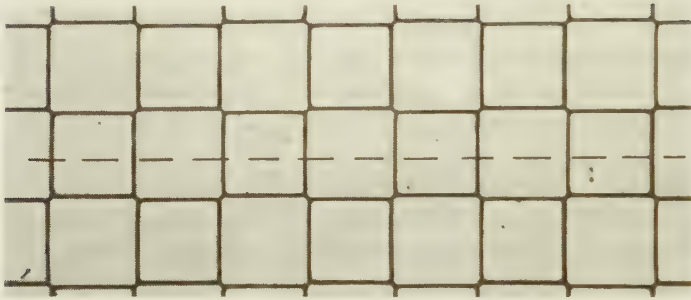


Abb. 38: Profilmeßkurven mit Objektischverstellung

a) großer Wobbelhub

b) automatische Wobbelhubeinstellung

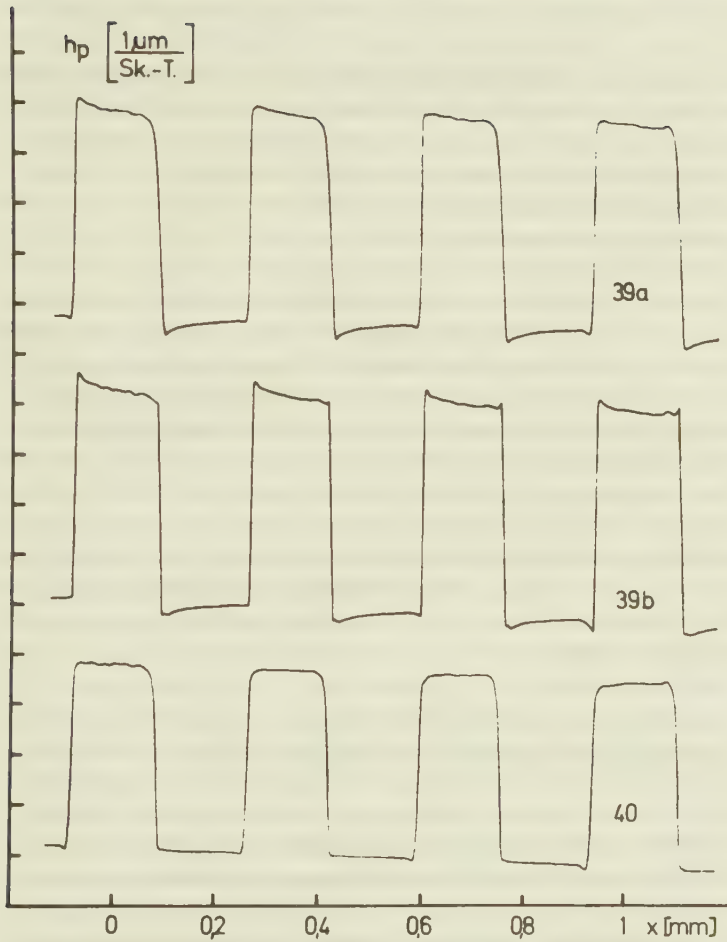


Abb. 39: Profilmeßkurven mit Referenzspiegelverstellung
a) großer Wobbelhub b) automatische Wobbelhubeinstellung

Abb. 40: Profilmeßkurve mit Direktmessung, großer Wobbelhub

zen von beiden Niveaus empfangen und entsprechend in den Meßwert umgesetzt werden.

Messungen mit automatischer Wobbelhubeinstellung (Abb. 38b, 39b) täuschen extrem steile Stufen vor. Die Steilheit der Meßkurve ist weder von der Steilheit der Objektstufen noch von dem Meßfleckdurchmesser abhängig, sondern nur von der Einfanggeschwindigkeit der Meßeinrichtung nach der Umschaltung auf großen Wobbelhub.

Da sich das Meßgerät solange als möglich an die Interferenzen der gerade vermessenen Profilhöhe hält und erst auf die neue Profilhöhe umspringt, wenn das Interferenzsignal der alten Profilhöhe auf einen sehr kleinen Wert abgesunken ist, wird die Stufe um etwa den halben Meßfleckdurchmesser in Abtastrichtung versetzt angezeigt.

Die Kurzzeitschwankungen des Meßwertes sind auch bei der Vermessung großer Höhenunterschiede im Falle der Direktmessung am geringsten. Bei dem Maßstab der Darstellungen (Abb. 38 bis 40) können die Meßwertschwankungen nicht mehr aufgelöst werden.

5.4 Meßobjekte mit durchsichtiger Deckschicht

Meßobjekte mit dünnen, durchsichtigen Deckschichten zeigen bei visueller Betrachtung Interferenzfarben. Der Verlauf des Interferenzsignals als Funktion des Gangunterschiedes G weicht markant von der in Abb. 23 aufgezeichneten Form ab. Die Einhüllende des Interferenzsignals ist sehr empfindlich von der optischen Dicke der Deckschicht abhängig.

Das beschriebene Meßverfahren bewertet die Flächenmitte des Interferenzsignals und gibt auch für Objekte mit dünner, durchsichtiger Deckschicht einen Meßwert für die Profilhöhe an. Dieser Meßwert steht aber weder in einem linearen noch in einem umkehrbar eindeutigen Zusammenhang mit der Dicke der Deckschicht.

Wenn sichergestellt ist, daß die dünne, durchsichtige Deckschicht an jeder Stelle des Meßobjektes gleiche optische Dicke hat, ist eine Vermessung des Profils nach allen Varianten der Profilmessung möglich. Ein Meßbeispiel für diesen Fall erübrigt sich, weil die Profilmesskurve keinen Hinweis auf die dünne Deckschicht enthält.

Für den Sonderfall, daß die durchsichtige Deckschicht eine optische Entspiegelung bewirkt, ist eine Vermessung schon aus dem Grunde in Frage gestellt, weil das empfangene Interferenzsignal zu gering sein könnte. Eine Grenzschicht, die optisch fast unwirksam gemacht worden ist, kann optisch evtl. auch nicht mehr vermessen werden.

Meßobjekte mit dünner, durchsichtiger Deckschicht von örtlich unterschiedlicher Dicke ergeben Profilmesskurven, die keine Ähnlichkeit mit dem Oberflächenverlauf oder Schichtdickenverlauf haben. Derartige Objekte sind daher für das beschriebene Meßverfahren nicht geeignet.

Ist die Dicke der Deckschicht aber so groß, daß die Weißlichtinterferenzen von der Oberseite und der Unterseite der Deckschicht sich nicht mehr überlappen, so können die beiden Grenzflächen mit einem der Kompensationsverfahren und kleinem Wobbelhub getrennt vermessen werden. Dazu wird im folgenden ein Beispiel angeführt.

Abb. 41 zeigt die Mikrophotographie einer Siliziumprobe

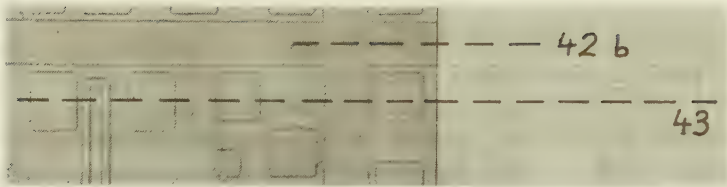


Abb. 41: Meßprobe mit Stufen von $0,25 \mu\text{m}$ Höhe, links mit $1,7 \mu\text{m}$ dicker, durchsichtiger Schicht bedeckt

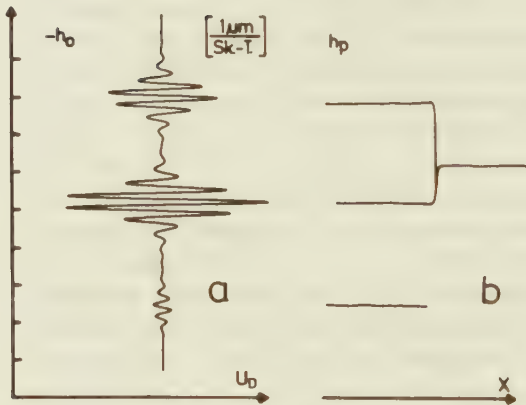


Abb. 42:

Messungen an Probe mit durchsichtiger Deckschicht

a) Interferenzverlauf

b) Profilverlauf

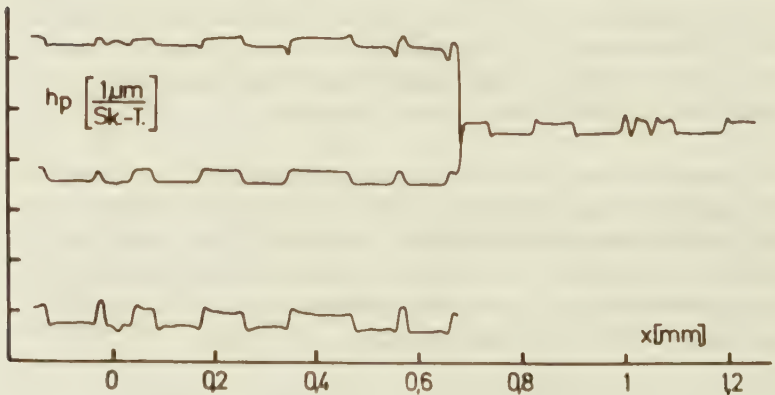


Abb. 43: Profilmesskurven an der Probe aus Abb. 41 mit Objektischverstellung und kleinem Wobbelhub

mit geätzten Stufen von $0,25\text{ }\mu\text{m}$ Höhe und einer durchsichtigen Photolackschicht im linken Bildbereich.

Das Detektorsignal bei ruhendem Referenzspiegel als Funktion der Objekttschöhe h_o von einem lackbedeckten Probenbereich stellt Abb. 42a dar. Von oben nach unten sind die Weißlichtinterferenzen der Lack-Luft-Grenzschicht, der Silizium-Lack-Grenzschicht und des Spiegelbildes der Lack-Luft-Grenzschicht an der Siliziumoberfläche deutlich zu unterscheiden.

Für die relative Größe der Interferenzen ist die Amplitude der drei verschiedenen Reflexionsanteile maßgebend. Nimmt man für den Lack einen Brechungsindex $n_L = 1,53$ und für Silizium $n_{Si} = 3,5$ an, so ist der Amplitudenreflexionsfaktor für die obere Grenzschicht $r_o = 0,21$ für das mittlere Niveau $r_m = 0,39$ und für das virtuelle untere Niveau $r_u = 0,032$.

Die Amplituden der Reflexionen von oben nach unten müßten sich daher wie $0,54 : 1 : 0,08$ verhalten. Diese Zahlenverhältnisse stimmen im Rahmen der Meßgenauigkeit mit den Interferenzamplituden in Abb. 42a überein.

Daneben sind in Abb. 42b alle mittels Objekttsch-Kompensation meßbaren Profilhöhen entlang einer Meßspur von lackbedecktem zu unbedecktem Silizium dargestellt. Entlang dieser Meßspur ist das Silizium eben. Im lackbedeckten Bereich werden drei Niveaus erkannt, die mit den Interferenzenmitten der Abb. 42a übereinstimmen.

Die Stufe von der Lackoberfläche zur unbedeckten Siliziumoberfläche beträgt $1,7\text{ }\mu\text{m}$ und gibt die geometrische Dicke der Lackschicht an.

Es entspricht der visuellen Erfahrung, daß Grenzsichten, die teilweise von einer durchsichtigen Schicht bedeckt sind, im bedeckten Bereich höher zu liegen scheinen. Diese scheinbare Anhebung ist ein geometrisch-optischer Effekt. Daher würde die bedeckte Siliziumgrenzfläche auch bei einer Lichtschnitt-Messung höher erscheinen.

Die Weißlicht-Zweistrahlinterferometrie ist dagegen als optisches Laufzeitmeßverfahren aufzufassen. Da das Licht in der Lackschicht eine geringere Geschwindigkeit als in der Luft hat, verspätet es sich gegenüber dem unbedeckten Bereich. Deshalb scheint die bedeckte Siliziumgrenze tiefer zu liegen, und zwar um den Faktor $(n_L - 1)$ mal der geometrischen Lackdicke, wobei n_L der Brechungsindex der Lackschicht ist. Da der Brechungsindex $n_L = 1,53$ ist, liegt das bedeckte Silizium-Niveau in der Meßkurve etwa um die Hälfte der geometrischen Lackschicht tiefer.

Das unterste Niveau der Meßkurve (Abb. 42b) ist eine echte "Vorspiegelung". Ein Teil des Lichts wird an der Lack-Luft-Grenzschicht von unten kommend wieder in die Lackschicht reflektiert und legt somit den doppelten Weg in der Deckschicht zurück. Dieses Niveau liegt deshalb in doppelter Tiefe unter der Lackobergrenze; es ist gleichsam als Spiegelbild der Lackoberfläche an der Siliziumoberfläche aufzufassen.

Abb. 43 zeigt Profilmeßkurven entlang einer Meßspur, an der das Silizium Ätstufen von $0,25 \mu\text{m}$ Höhe besitzt. Die Stufen sind nicht nur aus dem Meßkurvenanteil des unbedeckten Siliziums, sondern auch aus den drei Kurvenästen des lackbedeckten Probenbereiches zu erkennen. Wenn die Lackschicht konstante Dicke hätte, müßten die Stufen in allen drei Niveaus des bedeckten Bereiches gleich groß sein. Da

die Stufen in den unteren Niveaus größer wiedergegeben werden, muß die Lackschicht in den Silizium-Gruben geringfügig dicker sein als auf den Silizium-Erhebungen.

Die Abb. 43 belegt, daß die Profilmessung an Objekten mit einer dicken durchsichtigen Deckschicht möglich ist. Für die Auswertung des Unterlagenprofils muß aber der Profilverlauf der Deckschicht-Obergrenze berücksichtigt werden.

Als einfacher Sonderfall der Messungen an Objekten mit dicken, durchsichtigen Deckschichten sollte die zerstörungsfreie Bestimmung der Schichtdicke erwähnt werden. Anwendungsfälle sind die Messung der Schutzoxyddicke in der MOS-Technologie oder die Messung von Eloxal-Schichten auf Aluminiumteilen.

Abb. 44 zeigt in analoger Weise zu Abb. 42a den Interferenzverlauf an lackbedecktem Silizium für eine größere Lackdicke von $4,9 \mu\text{m}$.

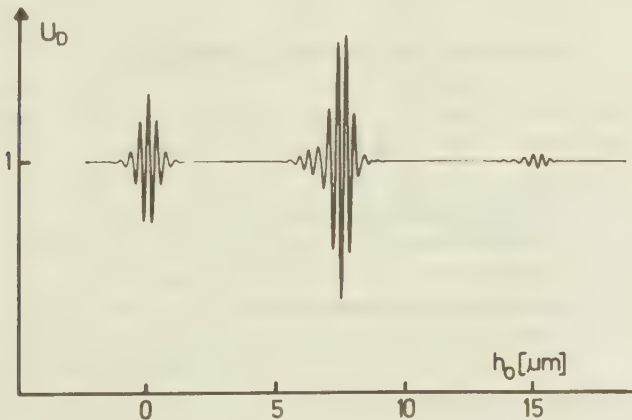


Abb. 44: Detektorsignal U_D als Funktion der Objektthöhe h_0 an einer Probe mit durchsichtiger Deckschicht von $4,9 \mu\text{m}$ geometrischer Dicke d oder $7,5 \mu\text{m}$ optischer Dicke nd

An diesem Beispiel ist schon der Effekt erkennbar, der dieser Schichtdickenmeßart eine obere Grenze für die Schichtdicke setzt. Die Weißlichtinterferenz der bedeckten Siliziumgrenzfläche besitzt im Gegensatz zu unbedeckten Flächen eine Verbreiterung in der Form kleiner Ausläufer. Diese Verformung des Interferenzverlaufes ist auf die optische Dispersion der Deckschicht zurückzuführen, d. h. der geringfügigen Abhängigkeit des Brechungsindex von der Lichtwellenlänge. Die Dispersion bewirkt bei größeren Deckschichten eine weitergehende Verbreiterung und ein Verblässen der Interferenzen.

Die obere Meßgrenze für die Schichtdicke ist von der Spektralverteilung in der Meßeinrichtung und der Dispersion des Schichtmaterials abhängig, sie liegt bei dem vorgestellten Meßgerät außerhalb des Verstellbereiches von Objektisch oder Referenzspiegel, der in beiden Fällen $\pm 10 \mu\text{m}$ beträgt. Die Meßgrenze kann über die Wahl der Spektralverteilung etwaigen andersartigen Anwendungen in weiten Grenzen, d. h. bis in den Millimeterbereich, angepaßt werden.

5.5 Diskussion der erreichten Meßqualität

Die Qualität der erzielten Profilmeßkurven ist nach verschiedenen Gesichtspunkten zu beurteilen:

1. Auflösung der Profilhöhe
2. Meßwertstabilität
3. Auflösung in lateraler Richtung
4. Verhalten an hohen Stufen
5. Lage der Meßkurve

Auflösung der Profilhöhe:

Unter der Auflösung des Meßwertes für die Profilhöhe soll

die Größe einer gerade noch erkennbaren Profilstufe oder auch die Meßsicherheit für eine kleine Stufe verstanden werden. Der Betrag einer Stufe wird aus der Profilkurve graphisch ermittelt, indem der Kurvenverlauf beiderseits der Stufe durch Geraden angenähert und der vertikale Versatz dieser beiden Geraden an der Stufe gewertet wird.

Begrenzend für die Profilauflösung sind Schwankungen des aufgezeichneten Meßwertes über kurze laterale Entfernungen (Abb. 36), die nicht auf das Meßobjekt zurückgeführt werden können.

Als Ursache für derartige Meßwertschwankungen kommen Abstandsfluktuationen des mechanischen Aufbaus, Positionierungsfehler der elektronischen Objektisch-Höhenverstellung und Detektorrauschen in Frage.

Die höchste Auflösung erbringen die Direktmessung und die Kompensation durch statische Referenzspiegelverstellung. Die Auflösung ist in beiden Fällen praktisch gleich der Digitalisierungsstufe von $0,01\text{ }\mu\text{m}$. Das Rauschen des Detektorsignales hat noch keine sichtbare Wirkung; sie wird auch für den Fall großer Wobbelamplitude von den durch die Digitalisierung verursachten Meßwertsprüngen überdeckt.

Die Meßart der Kompensation durch piezoelektrische Objektischverstellung erbringt eine deutlich geringere Auflösung; ein subjektiver Schätzwert ist $0,02\text{ }\mu\text{m}$.

Man kann annehmen, daß diese größere Meßunsicherheit auf langsame, unregelmäßige Abstandsschwankungen zwischen dem Kreutztisch für normale Auflichtmikroskopie (s. Abb. 15) und dem Zweistrahlinterenferenzeinschub zurückzuführen ist. Diese Annahme wird dadurch bestätigt, daß auch die Direkt-

messung Schwankungen gleicher Größe zeigt, wenn statt der originalen Meßobjekthalterung (s. Abb. 12) der Kreutztisch als Meßobjektauflage benutzt wird.

Meßwertstabilität:

Unter diesem Begriff soll die Meßabweichung von der tatsächlichen Profilhöhe verstanden werden, die sich über größere laterale Entfernungen ergibt.

Bei der Direktmessung ist der Meßwert auch über größere laterale Strecken stabil.

Die Objektisch-Kompensation zeigt wegen der statistischen Abstandsfluktuationen maximale Meßwertabweichungen von ca. $0,04 \mu\text{m}$. Die Abweichungen sind unabhängig vom auszumessenden Profil; deshalb ist dieser Fehler in Meßkurven mit schwacher Vertikalvergrößerung (Abb. 38) nicht störend.

Bei der statischen Referenzspiegelverstellung erfolgt eine langanhaltende Meßwertdrift als Wirkung auf eine vorausgegangene Änderung der Referenzspiegelverstellung. Für einfache stufenförmige Profile ist diese nach jeder Stufe abklingende Drift voraussehbar. Sie kann bei der Auswertung der Meßkurve evtl. korrigiert werden. Die Gesamtdrift nach einer Stufe beträgt etwa 5 % der Stufenhöhe; daher ist dieser Meßfehler besonders bei Profilmessungen mit hohen Stufen und schwacher Vertikalvergrößerung (Abb. 39) störend. Die Drift bei statischer Referenzspiegelauslenkung ist eine Eigenschaft des verwendeten Hochtonlautsprechers und nicht notwendigerweise mit dieser Meßart verbunden. Bei gezielter Bauelementauswahl kann dieser Meßfehler eingeschränkt oder vermieden werden.

Auflösung in lateraler Richtung:

Die laterale Auflösung ist durch die Meßfleckgröße und diese wiederum durch den Meßblendendurchmesser von 200 μm und die 10fache Objektivvergrößerung gegeben. Sie beträgt damit 20 μm .

Es darf aber nicht angenommen werden, daß der angezeigte Meßwert für die Profilhöhe immer dem Mittel der Profilhöhe, gemessen über die Fläche des Meßflecks, entspricht. In Kapitel 3.6 ist der Zusammenhang zwischen Meßfleckgröße und maximaler meßbarer Steigung erläutert worden. Geringfügige Meßfehler können auch auftreten, wenn an einer Stelle innerhalb des Meßflecks die Maximalsteigung überschritten wird, also auch an kleinen Stufen. In Abb. 43 werden die Stufen von 0,25 μm Höhe mit leichter Kantenüberhöhung wiedergegeben.

Dieser Meßfehler kann dadurch auftreten, daß an zu hohen Steigungen zwei oder mehr Extremwerte der Lichtinterferenzen gleichzeitig von der Meßblende erfaßt werden. Mit einer Verringerung des Meßblendendurchmessers bis an die laterale Auflösungsgrenze des Mikroskops verschwindet auch dieser Kanteneffekt.

Verhalten an hohen Stufen:

Stufen, die wesentlich größer als die Kohärenzlänge des verwendeten Lichts sind, können entweder mit großem Wobbelhub oder mit automatischer Wobbelhubverstellung ausgemessen werden.

Meßkurven mit großem Wobbelhub zeigen einen kontinuierlichen Übergang zwischen den beiden Niveaus einer Stufe; der Bereich des Überganges entspricht in seiner Breite dem Meßfleckdurchmesser.

Meßkurven mit automatischer Wobbelhubverstellung besitzen steile Kanten, die gegenüber der tatsächlichen Stufe im Objekt um einen halben Meßfleckdurchmesser in Meßrichtung versetzt sind.

Beide Arten der Wobbelhubeinstellung ergeben also eine laterale Unsicherheit an einer hohen Stufe, die etwa die Breite des Meßfleckdurchmessers hat.

Lage der Meßkurve:

Eine Eigenart des beschriebenen Meßverfahrens trägt zur Meßerleichterung bei. Wird vor Beginn der Profilaufzeichnung durch Verkippen des Referenzspiegels großflächiger Interferenzkontrast im Mikroskopbild eingestellt, so verläuft die Meßkurve bei einem ebenen Präparat über den vollen lateralen Meßbereich von 2 mm bis auf wenige Zehntel Mikrometer horizontal. Probedurchläufe und Lagekorrekturen sind im Gegensatz zur mechanischen Profilabtastung nicht erforderlich.

6. Ausblick auf technisch mögliche Realisierungen

Die in Kapitel 4 beschriebene Meßeinrichtung ist unter dem Gesichtspunkt entworfen worden, die interferometrische Profilabtastung in mehreren Varianten bei möglichst geringem Aufwand studieren zu können.

Die Profilmeßkurven in Kapitel 5 bestätigen die Durchführbarkeit des Meßverfahrens; die tatsächlichen Grenzen für die Meßgenauigkeit liegen jenseits derjenigen des jetzigen Aufbaus.

Es kann an dieser Stelle auch nicht das nach dem heutigen Stand der Technik optimale Meßgerät für die interferometrische Profilabtastung vorgeschlagen werden, weil die verschiedenen Aspekte beim Geräte-Entwurf je nach dem vorgesehenen Anwendungsfall unterschiedliches Gewicht haben.

Im folgenden sollen deswegen einige grundsätzliche Gesichtspunkte, die die Meßgrenzen unabhängig von der jeweiligen Realisierung beeinflussen, diskutiert werden.

6.1 Spektralverlauf

Die Messung der Profilhöhe basiert darauf, die "Flächen-Mitte" im Interferenzensignal zu bestimmen. Nach dieser Meßanweisung ist für die Meßgenauigkeit nicht die Periode der Interferenzen und damit die mittlere Wellenlänge des Lichts, sondern die Einhüllende des Interferenzsignals und damit die spektrale Breite des Weißlichts maßgebend.

Die Messung wird umso genauer sein können, je "weißer", d. h. breitbandiger, das verwendete Weißlicht ist.

Die Kombination von Glühlampe und Silizium-Photodiode erbringt mit einer Spektralbreite von $2a = 0,6 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ (s. 4.1.4) nur ein mäßiges Ergebnis.

Als Lichtquelle sollte auch eine Xenon-Hochdrucklampe wegen der gleichförmigeren Emission im sichtbaren Spektralbereich in Betracht gezogen werden.

Als empfindliche und gleichzeitig breitbandige Empfänger kommen Photomultiplier des Kathodentyps S 20 in Frage.

Es ergeben sich Kombinationsmöglichkeiten, die gegeneinander nur durch quantitative Betrachtung abzuwägen sind. Abb. 45 zeigt den Verlauf der Gesamtspektralverteilung $S(\zeta)$, die sich aus dem Verhalten von Lampe, Wärmeschutzfilter KG1 und Empfänger zusammensetzt, für die möglichen Kombinationen von Glühlampe oder Xenonhöchstdrucklampe als Lichtquelle und Si-Photodiode oder Photomultiplier S 20 als Detektor.

Es ergeben sich folgende $1/e$ -Spektralbreiten:

I	Glühlampe - Siliziumdiode:	$2a = 0,6 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$
II	Glühlampe - S 20 Photomultiplier:	$2a = 0,83 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$
III	Xenonhöchstdrucklampe - Siliziumdiode:	$2a = 0,96 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$
IV	Xenonhöchstdrucklampe - S 20 Photomultiplier:	$2a = 1,11 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$

Die Spektralbreite nimmt von Kurve I bis IV zu; da der maximale Unterschied bei diesen Kombinationen aber nur ein Faktor 2 ist, wird die Auswahl der Lichtquelle oder des Empfängers nicht vorrangig von dem spektralen Verhalten abhängig gemacht werden.

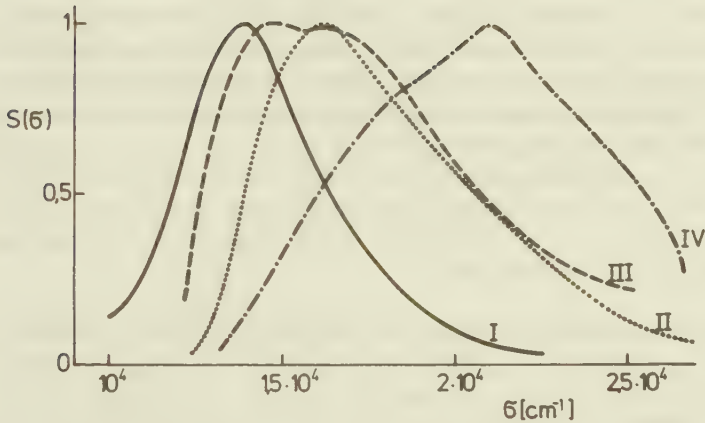


Abb. 45: Spektralverteilungen für verschiedene Kombinationen aus Lichtquelle und Photoempfänger

6.2 Meßfleckgröße

Im Abschnitt 3.6 ist bereits ausgeführt worden, daß die Meßfleckgröße nicht nur die laterale Auflösung, sondern auch die maximale, meßbare Steigung des Profils bestimmt.

In der beschriebenen Meßeinrichtung wird eine Meßblende von 0,2 mm Durchmesser verwendet; das entspricht einem Meßfleckdurchmesser von 20 μm bei Objektiven zehnfacher Vergrößerung. Die Objektive haben eine numerische Apertur von 0,18 und damit verknüpft ein Auflösungsvermögen von 2 bis 3 μm .

Der Meßfleckdurchmesser dürfte nur ca. 2 μm betragen, damit

der volle Informationsgehalt des Interferenzbildes ausgeschöpft werden kann. Für den Durchmesser der Meßblende ergäbe sich $20\text{ }\mu\text{m}$ oder etwa $1/1000$ des Bilddurchmessers. Diese Dimensionierung der Meßblende wird für andere Mikroskopobjekte hoher Bildfehlerkorrektur ebenso gelten können, weil die Zahl der auflösbaren Bildpunkte im Zwischenbild des Mikroskopes näherungsweise unabhängig von der Vergrößerung des Objektivs ist.

Eine solche Verkleinerung der Meßblendenfläche um den Faktor 100 hätte notwendigerweise eine Auswirkung auf die Auswahl des Photodetektors.

Der unter 4.2.2 ausführlich beschriebene Empfängerverstärker erzeugt an seinem Ausgang eine effektive Rauschspannung u_R von $0,3\text{ mV}$. Das Rauschen ist in dem betrachteten Photostrombereich unabhängig von der Lichtintensität. Bei einem Signalstrom von 6 nA bzw. einer Ausgangsspannung von 60 mV wird ein Signal-Rausch-Verhältnis S/N (Signal to noise ratio) von 200 erreicht.

$$S/N = 200 \quad \text{bei } I = 6\text{ nA}$$

Eine Verringerung des Signals um den Faktor 100 wäre für die nachfolgende Signalauswertung nicht tragbar. Im folgenden soll abgeschätzt werden, welche Signalqualität ein Photomultiplier, beispielsweise des Kathodentyps S 20, bei einem Meßblendendurchmesser von $20\text{ }\mu\text{m}$ erbringen könnte. Zusammen mit den Ergebnissen des Kapitel 6.3 läßt sich auf die Meßgenauigkeit schließen, die das Signal eines Photomultipliers zuläßt.

Abschätzung des Signal-Rausch-Abstandes bei Einsatz eines Photomultipliers:

Unter der Annahme, daß die Quantenausbeute des Photomultipliers mindestens $1/6$ der des Silizium-Empfängers BPX 65 beträgt, und unter Vernachlässigung der unterschiedlichen spektralen Lage der Empfindlichkeiten ließe sich für eine Meßblende von $200 \mu\text{m}$ Durchmesser ein Photokathodenstrom $I_K \geq 1 \text{ nA}$ erwarten, bei $20 \mu\text{m}$ Blendendurchmesser entsprechend

$$I_K \geq 10 \text{ pA} \quad .$$

Dieser Wert liegt ausreichend weit über dem Kathodendunkelstrom, der typischerweise kleiner als 10^{-13} A ist.

Das Rauschen des Anodenstromes I_A ist zum überwiegenden Teil das verstärkte Schrotrauschen des Kathodenstromes und daher ein "weißes" Rauschen. Bei genauerer Betrachtung kommt noch ein Korrekturfaktor hinzu, der die statistische Verteilung der Sekundärelektronenausbeute δ berücksichtigt. Nach [16] ist der effektive Anodenrauschstrom i_r :

$$i_r = V_i \cdot \sqrt{2 e I_K B \cdot \frac{\delta}{\delta - 1}} \quad (6.1)$$

Darin bedeuten V_i die Stromverstärkung im Vervielfachersystem, e die Elementarladung, B die betrachtete Bandbreite und δ die mittlere Sekundärelektronenausbeute.

Zusammen mit der Beziehung

$$I_A = V_i \cdot I_K$$

erhält man für das Signal-Rausch-Verhältnis

$$\frac{S}{N} = \frac{I_A}{I_R} = \sqrt{\frac{I_K}{2 e B} \cdot \frac{\sigma}{\sigma - 1}} \quad (6.2)$$

Das Wertebeispiel $I_K = 10^{-11}$ A, $B = 30$ kHz ergibt zusammen mit $e = 1,6 \cdot 10^{19}$ As und $\sigma = 4$ ein Signal-Rausch-Verhältnis von

$$S/N = 37$$

Eine Meßblende, deren Durchmesser von 20 μ m dem Auflösungsvermögen im Interferenzenbild angeglichen ist, läßt in Verbindung mit einem Photomultiplier ein Signal-Rausch-Verhältnis von ca. 37 erwarten. Es wird im nächsten Abschnitt untersucht, welche Ansprüche bezüglich der Meßgenauigkeit mit einer derartigen Signalqualität erfüllt werden können.

6.3 Erreichbare Meßgenauigkeit

Die Meßgenauigkeit für die Profilhöhe kann durch mehrere verschiedene Effekte begrenzt sein.

Der mechanische Aufbau des Interferometers kann durch Erschütterungen oder Temperaturschwankungen Abstandsänderungen im Bereich von 0,01 μ m erfahren; auch die elektronische Signalauswertung kann mit Drifteffekten eine Meßunsicherheit einbringen. Alle diese Erscheinungen entziehen sich einer Diskussion, weil sie durch gezielte Maßnahmen bei der Geräteentwicklung beinahe beliebig stark unterdrückt werden können.

Es existieren aber außerdem mindestens zwei prinzipielle Grenzen für die erreichbare Meßgenauigkeit mit folgenden Ursachen:

1. Unebenheit des Referenzspiegels
2. Rauschen des Detektorsignals

Die Meßgrenze, die durch die unvermeidliche Unebenheit eines guten Spiegels von etwa $\lambda/500$ oder 2 nm [17] gegeben ist, wird durch die Herstellungstechnologie bedingt und sollte im Rahmen der vorliegenden Arbeit als Tatsache hingenommen werden. Es ist deshalb auch nicht zu empfehlen, durch sonstige Verfeinerungen der Meßeinrichtung den Meßfehler unter 2 nm bringen zu wollen.

Ein bestimmtes Signal-Rausch-Verhältnis des Detektorsignals legt eine zweite Grenze für die Meßgenauigkeit fest, die innerhalb einer vorgegebenen Meßzeit erreicht werden kann. Diese Grenze ist nicht unabänderlich, weil das Signal-Rausch-Verhältnis durch die Dimensionierung der Meßeinrichtung, beispielsweise des Meßblendendurchmessers, über weite Bereiche einstellbar ist.

Bei den Überlegungen bezüglich des Signal-Rausch-Abstandes geht es also nicht darum, eine letzte Grenze für die Meßgenauigkeit zu finden, sondern um die Ermittlung derjenigen Signalqualität, die für eine bestimmte Kombination aus angestrebter Meßgenauigkeit und Meßzeit mindestens erforderlich ist.

Meßfehler durch Detektorrauschen:

Einem mit Rauschen behafteten Detektorsignal kann innerhalb einer begrenzten Meßzeit nicht beliebig viel Information über die Probenhöhe entnommen werden. Für weitergehende Aussagen auch bezüglich des Einflusses der Schwingungsspiegelamplitude l_0 müssen einige quantitative Betrachtungen vorausgehen.

Die nun folgenden Abschätzungen gehen von dem Signal-Rausch-Verhältnis S/N des Detektorsignals aus. Daraus wird eine obere Grenze für die Schwankung des zeitlichen Mittelwertes nach der phasenempfindlichen Gleichrichtung $\Delta \overline{U_{PG}}$ angegeben. Die statistische Schwankung dieses Signals hat auf die Profilhöhenmessung die gleiche Wirkung wie eine nur hypothetisch angenommene zeitliche Schwankung $\Delta \tau$ des Umschaltzeitpunktes τ für das Vorzeichen im phasenempfindlichen Gleichrichter. Die zeitliche Schwankung des Umschaltzeitpunktes ist wiederum zu ersetzen durch eine ebenso große zeitliche Schwankung der Interferenzenmitte im Detektorsignal, von der aus über die Spiegelschwingung auf eine fiktive Probenhöhenschwankung Δh geschlossen werden kann.

Mit dem Meßwert für die Profilhöhe h_p ist das Signal $\overline{U_{PG}}$ am engsten verknüpft. Dieses wiederum entsteht aus einem idealen (rauschfreien) Steuersignal für das Vorzeichen und einem verrauschten Signal $U(t)$, das den Wechselanteil des im zeitlichen Mittel auf Eins normierten Detektorsignals U_D darstellt.

Vorerst werde als Meßzeit die Periodendauer T_w des Wobbel-signals betrachtet. Die Probenhöhe werde zu Null angenommen; damit gilt zugleich $\overline{U_{PG}} = 0$ für ein rauschfreies Signal. Für ein verrauschtes Detektorsignal wird die Funktion $\overline{U_{PG}}$ nach jeder Periode T_w einen anderen Wert in der Umgebung von Null haben. $\Delta \overline{U_{PG}}$ sei der mittlere quadratische Fehler der Einzelwerte bei jeweils einer Periodendauer T_w als Meßzeit.

Das Detektorrauschen werde in der betrachteten Bandbreite B als "weiß" angenommen, wie es für das Schrotrauschen eines Photomultipliers zu erwarten ist.

Für die effektive Rauschamplitude u_R des weißen Rauschens,

gemessen über die Bandbreite B , gilt nach [18] der Zusammenhang

$$u_R = \sqrt{\int_B [u_r(f)]^2 df} = u_r \cdot \sqrt{B} \quad (6.3)$$

mit der schmalbandig zu messenden, effektiven Rauschamplitude $u_r(f)$, deren Dimension $[V/\sqrt{\text{Hz}}]$ ist.

Das Signal-Rausch-Verhältnis S/N sollte aus der Rauschamplitude u_R und der maximalen Amplitude des Interferenzenanteils im Detektorsignal $|U(t)|_{\max}$ gebildet werden. Dieser Signalwert wird im allgemeinen auch bei der Interferenzenmitte auftreten.

$$\frac{S}{N} = \frac{|U(t)|_{\max}}{u_R} = \frac{|U(t)|_{\max}}{u_r \cdot \sqrt{B}} \quad (6.4)$$

Recht unsicher ist der Schluß von der Rauschamplitude $u_r(f)$ im Detektorsignal auf ihren Beitrag zur effektiven Schwankung $\Delta \overline{U_{PG}}$ nach der phasenempfindlichen Gleichrichtung.

Normalerweise werden von einer phasenempfindlichen Gleichrichtung alle geradzahigen Vielfachen der Referenzfrequenz f_w vollkommen ausgelöscht, wogegen die ungeradzahigen Vielfachen $f = n \cdot f_w$ mit dem Amplitudenfaktor $1/n = f_w/f$ eingehen. Im Rauschen sind natürlich auch alle Zwischenfrequenzen enthalten.

Bei dem vorliegenden Fall der Signalverarbeitung ist das Verhalten von Störspannungen schwerer zu überschauen, weil der phasenempfindlichen Gleichrichtung eine Betragsbildung für das Detektorsignal $U(t)$ vorausgeht. Es sind zwei Effekte bezüglich der Störspannungen zu erwähnen:

1. In Zeitbereichen mit verschwindend geringem Interferenzsignal wird von der jeweiligen Rauschspannung der Betrag gebildet. Dadurch bleibt zwar der Effektivwert des Rauschens erhalten, die resultierende Meßwertschwankung ist aber geringer.
2. In Zeitbereichen, für die das Interferenzsignal das Rauschen übersteigt, wird das ursprüngliche Rauschen mit einem Faktor ± 1 multipliziert, je nach dem Vorzeichen des zugehörigen Interferenzsignals $U(t)$. Da der Vorzeichenwechsel mit der Interferenzfrequenz $f_{i \max}$ erfolgt, die an der oberen Grenze der zugelassenen Bandbreite B liegt, werden die niederfrequenten Rauschanteile bis an die Bandgrenze hochmoduliert, wodurch sie die Messung wesentlich weniger stören können.

Nach diesen qualitativen Betrachtungen darf man sicher sein, daß das Detektorrauschen in Wirklichkeit einen geringeren Einfluß hat als in dem nunmehr angenommenen Extremfall, daß ein Rauschanteil der Frequenz f mit einem Dämpfungsfaktor f_w/f in die Schwankung des Signals $\overline{U_{PG}}$ eingeht.

Der für die effektive Signalschwankung $\Delta \overline{U_{PG}}$ wirksame Anteil der Rauschamplitude $u_r(f)$ werde $u'_r(f)$ genannt.

$$\text{Annahme:} \quad u'_r(f) = u_r(f_w) \cdot \frac{f_w}{f} \quad (6.5)$$

Bei einer Störspannung der Frequenz f_w ist der wirksame Anteil gleich dem Betragsmittel zu setzen:

$$u'_r(f_w) = |\overline{u_r(t)}|$$

Da dieser für eine Sinusspannung bis auf ca. 10 % mit dem

Effektivwert übereinstimmt, wird im Rahmen dieser groben Abschätzungen gesetzt:

$$u'_r(f_w) = u_r(f_w) = u_r$$

Damit läßt sich Gleichung (6.5) ergänzen zu

$$u'_r(f) = u_r \cdot \frac{f_w}{f} \quad (6.6)$$

Da auch die wirksamen Anteile $u'_r(f)$ des Rauschens für verschiedene Frequenzen als unkorreliert gelten können, berechnet sich nach [18] die effektive Schwankung $\Delta \overline{U}_{PG}$ als Wurzel aus der Quadratsumme aller Einzelstörungen:

$$\Delta \overline{U}_{PG} = \sqrt{\int_B [u'_r(f)]^2 df} \quad (6.7)$$

Zusammen mit Gleichung (6.6) wird

$$\Delta \overline{U}_{PG} = u_r \sqrt{\int_{f_w}^{f_{i \max}} \left(\frac{f_w}{f}\right)^2 df} \quad (6.8)$$

Die Bandbreite B sollte von der Wobelfrequenz f_w bis mindestens zur höchsten Interferenzenfrequenz $f_{i \max}$ reichen.

Für die Berechnung ist es einfacher, die Integration bis zu unendlich hohen Frequenzen durchzuführen. Der Wert der oberen Bandgrenze ist ohne Belang, sobald er groß gegen die Wobelfrequenz f_w ist, weil der Integrand quadratisch mit der Frequenz abfällt.

$$\Delta \overline{U}_{PG} \approx u_r \sqrt{\int_{f_w}^{\infty} \left(\frac{f_w}{f}\right)^2 df} = u_r \sqrt{f_w \cdot \underbrace{\int_1^{\infty} z^2 dz}_1}$$

$$\Delta \overline{U}_{PG} = u_R \sqrt{f_w} = u_R \sqrt{\frac{f_w}{B}} \quad (6.9)$$

Diese effektive Signalschwankung am Ausgang des phasenempfindlichen Gleichrichters kann zumindest gedanklich zurückgeführt werden auf eine Schwankung $\Delta \tau$ des Umschaltzeitpunktes τ für das Vorzeichen im phasenempfindlichen Gleichrichter.

Diese Umschaltung geschieht zweimal in einer Periodendauer T_w etwa zum Zeitpunkt des maximalen Interferenzsignals $|U(t)|_{\max}$. Daher ist anzusetzen:

$$\Delta \overline{U}_{PG} = \frac{2 \cdot \Delta \tau}{T_w} \cdot |U(t)|_{\max} \quad (6.10)$$

Statt den Umschaltzeitpunkt τ schwanken zu lassen, kann man sich eine zeitliche Streuung $\Delta \tau$ der Interferenzenmitte t_M vorstellen, die wiederum auf eine Höenschwankung Δh zurückzuführen wäre.

Die Interferenzenmitte tritt jeweils dann auf, wenn die Spiegelauslenkung l gleich der Probenhöhe h ist.

Eine fiktive Höenschwankung Δh ist mit einer zeitlichen Schwankung $\Delta \tau$ der Interferenzenkurve in Verbindung zu bringen, wenn Gleichung (3.8) für die Spiegelauslenkung l berücksichtigt wird.

In der Nähe des Nulldurchganges für den Schwingungsspiegel gilt:

$$\Delta h = \Delta l = l_0 \cdot 2 \pi \cdot f_w \cdot \Delta \tau$$

und weiterhin mit den Gleichungen (6.4) und (6.10)

$$\Delta h = \frac{u_R}{|U(t)|_{\max}} \cdot \pi \cdot l_0 \cdot \sqrt{\frac{f_w}{B}} = \frac{N}{S} \cdot \frac{\pi \cdot l_0}{\sqrt{T_w \cdot B}}$$

Wird die Meßzeit gleich der Wobbelperiode T_w angenommen, so ist die effektive Schwankung des Meßwertes für die Profilhöhe Δh aufgrund eines verbrauchten Detektorsignals mit dem Signal-Rausch-Verhältnis S/N anzusetzen mit

$$\Delta h = \frac{\pi \cdot l_o}{\sqrt{T_w \cdot B}} \cdot \frac{N}{S}$$

Ist weiterhin die nicht triviale Annahme gerechtfertigt, daß die Schwankungen von einer Wobbelperiode zur nächsten unkorreliert erfolgen, so kann durch eine Vergrößerung der Meßzeit von T_w auf T_M der Meßfehler um den Faktor $\sqrt{T_w/T_M}$ verkleinert werden.

Für eine Meßzeit T_M gilt dann entsprechend:

$$\Delta h = \frac{\pi \cdot l_o}{\sqrt{T_M \cdot B}} \cdot \frac{N}{S} \quad (6.11)$$

Dazu einige Zahlenbeispiele:

1. Die vorhandene Meßeinrichtung hat die Daten

$$B = 45 \text{ kHz}; \quad S/N = 200; \quad T_M \approx 0,1 \text{ s}.$$

Eine kleine Wobbelamplitude $l_o = 1,5 \text{ } \mu\text{m}$ führt auf eine scheinbare Höhenschwankung Δh von

$$\Delta h = 0,35 \text{ nm}.$$

Eine große Wobbelamplitude $l_o = 10 \text{ } \mu\text{m}$ ergibt

$$\Delta h = 2,3 \text{ nm}.$$

Daraus ist ersichtlich, daß die tatsächlichen Meßfehler (Kapitel 5.5) nicht auf das Rauschen des Detektorsignals zurückzuführen sind.

2. Der Einsatz eines Photomultipliers zusammen mit einer Meßblende von $20\text{ }\mu\text{m}$ $\varnothing$ läßt nach Kapitel 6.2 ein Signal-Rausch-Verhältnis $S/N = 37$ erwarten.

Zusammen mit

$$B = 30\text{ kHz}; \quad T_M = 0,1\text{ s}; \quad l_O = 1,5\text{ und } 10\text{ }\mu\text{m}$$

ergibt sich

$$\begin{aligned} h &= 2,5\text{ nm} \quad \text{für } l_O = 1,5\text{ }\mu\text{m} \\ \text{und } h &= 16\text{ nm} \quad \text{für } l_O = 10\text{ }\mu\text{m} \end{aligned}$$

Bei kleinem Wobbelhub von $\pm 1,5\text{ }\mu\text{m}$ reicht ein Signal-Rausch-Verhältnis von $S/N = 37$ noch aus, bei großem Wobbelhub von $\pm 10\text{ }\mu\text{m}$ würde die hohe laterale Auflösung auf Kosten der Meßgenauigkeit erkaufte. Bei großem Wobbelhub müßte ein Kompromiß bezüglich der Meßfleckgröße gefunden werden.

6.4 Arten der Bildabtastung

Von der in Kapitel 4.1.2 beschriebenen Art der Bildabtastung durch Verschieben eines Umkehrprismas wird man abgehen müssen, wenn eine der folgenden Zielsetzungen angestrebt wird:

1. Der Meßblendendurchmesser ist auf ca. $20\text{ }\mu\text{m}$ zu verringern, um die laterale Auflösung zu erhöhen und größere Steigungen meßbar zu machen.
2. Mechanisch bewegte Teile sind zu vermeiden.

Wenn der Meßblendendurchmesser stark verkleinert werden soll, ist der Einsatz eines Photomultipliers empfehlenswert, wie in Kapitel 6.2 bereits ausgeführt wurde. Die Bildverschiebung durch ein DOVE-Prisma ist in diesem Falle wegen der

damit verbundenen Abbildungsfehler nicht mehr möglich. Da Photomultiplier mit Stirnfenster ohnehin eine Empfängerfläche von 20 bis 30 mm Durchmesser haben, ist die laterale Verschiebung der kleinen Meßblende vor dem feststehenden Multiplier zur Bildabtastung ausreichend. Ein nachfolgender Strahlengang zur Abbildung der Austrittspupille auf die Empfängerfläche erscheint unnötig.

Ist aber primär die mechanische Bewegung störend, so sind wiederum verschiedene Lösungen möglich. Integrierte, selbstabtastende Photodiodenzeilen, beispielsweise Typ IPL 7128 (Integrated Photomatrix Inc.) mit 128 Einzelelementen in einer Reihe, ergeben etwa dieselbe laterale Auflösung wie die Bildabtastung in der realisierten Meßeinrichtung. Sie erfordern aber einen Kompromiß bezüglich der maximalen Signalfrequenz.

Für die elektronische Meßwertgewinnung ist die höchste Interferenzfrequenz $f_{i \max}$ am wichtigsten. Im Interesse einer ausreichenden Meßgenauigkeit muß diese Signalfrequenz möglichst genau aus den Abtastwerten reproduziert werden können. Die Abtastfolgefrequenz sollte daher nicht entsprechend der Minimalforderung des Abtast-Theorems doppelt so hoch wie die maximale Signalfrequenz, sondern mindestens viermal so hoch gewählt werden.

Selbst wenn die Spiegelwobbelung auf $\pm 1,5 \mu\text{m}$ beschränkt bliebe, wäre die maximale Signalfrequenz nach Gleichung (4.2) $f_{i \max} = 5,4 \text{ kHz}$ und die erforderliche Abtastfolgefrequenz somit ca. 22 kHz. Bei einer Empfängerzeile mit 128 Elementen erforderte das einen Schiebetakt von 2,8 MHz, ein Wert, der bereits an der Grenze der Spezifikation liegt.

Nachteilig ist aber, daß bei den vorgegebenen Beleuchtungsverhältnissen das Empfängersignal nur etwa 1 % des mögli-

chen Maximalwertes annähme. Es ist fraglich, ob das aus den Abtastwerten wieder zusammengesetzte Analogsignal ein ausreichendes Signal-Stör-Verhältnis hätte.

Eine Lösung, die beide Zielsetzungen zugleich ermöglicht, ist die Verwendung sogenannter Image-Dissector-Röhren [19], die in der industriellen Fernsehtechnik zur Bildaufnahme eingesetzt werden. Eine Image-Dissector-Röhre ist eine Tandemstruktur aus Photoelektronenbildwandler und Sekundärelektronenvervielfacher. Das optische Bild wird vom Bildwandler in ein Elektronenbild umgeformt. Eine kleine Lochblende in der Ebene des reproduzierten Elektronenbildes läßt die Elektronen eines kleinen Bildbereiches auf den nachgeschalteten SEV auftreffen. Das Bildwandlerbild wird durch magnetische Ablenkung über die Lochblende gerastert.

Für die Fernsehtechnik ist die fehlende Speicherfähigkeit dieses Bildempfängers und die daraus resultierende geringe Lichtausnutzung ein entscheidender Nachteil. Bei dem hier erwogenen Anwendungsfall ist diese Eigenschaft erwünscht, weil sie eine große Bandbreite des Detektorsignals ermöglicht. Leider übersteigt der Preis für ein derartiges Aufnahmesystem den des gesamten Mikroskopaufbaues bei weitem.

Nach diesen Überlegungen erscheint eine mechanisch bewegte Meßblende in Verbindung mit einem normalen Photomultiplier als eine vernünftige Lösung, die zugleich optimale Meßergebnisse zuläßt.

7. Zusammenfassung

Es wird ein Verfahren zur Profilabtastung im Mikrometerbereich vorgestellt, dessen Tastfühler der Objektteilstrahl eines Weißlicht-Zweistrahlinterferometers ist.

Die ersten Kapitel der vorliegenden Arbeit beinhalten den Stand der Technik, die theoretischen Grundlagen der Weißlicht-Zweistrahlinterferometrie und die Erklärung der Wirkungsweise des neuen Meßverfahrens. Der Grundgedanke des Meßverfahrens besteht darin, den Gangunterschied zwischen den beiden Teilstrahlen des Interferometers um mehr als die Kohärenzlänge des verwendeten Lichts zu wobbeln. Das Signal eines Photodetektors in der Ebene des Interferenzbildes ist charakteristisch für den Abstand des Meßobjektes von der optischen Einrichtung.

Es werden drei Varianten der Signalauswertung, die Kompensation der Profilhöhe durch Objektischverstellung oder durch Referenzspiegelverstellung und ein elektronisches Direktmeßverfahren, vorgestellt.

Auf den theoretischen Teil folgt die Beschreibung einer Meßeinrichtung zur automatischen interferometrischen Profilabtastung, die aus einem Auflichtmikroskop mit Zweistrahlinterferenzeinschub und einer speziellen elektronischen Einheit besteht. Die Meßeinrichtung gestattet es, zwischen den drei Varianten der interferometrischen Profilabtastung auszuwählen.

Die Eichung des Meßgerätes erfolgt über die Lichtwellenlänge bei monochromatischer Mikroskopbeleuchtung. Das Gerät ist auf einen Profilhöhenmeßbereich von $\pm 10 \mu\text{m}$ bei einer maximalen Tastspurlänge von 2 mm ausgelegt.

Einige ausgewählte Meßbeispiele demonstrieren die Funktionsweise des Meßgerätes. Die Meßgenauigkeit liegt bei $0,01\text{ }\mu\text{m}$.

Zum Abschluß werden mögliche Verbesserungen der Meßeinrichtung diskutiert. Eine Meßgenauigkeit von 2 nm bei einer lateralen Auflösung von $2\text{ }\mu\text{m}$ erscheint realisierbar.

Die laterale und vertikale Auflösung der präzisesten Meßgeräte mit mechanischer Profilabtastung werden von dem erstellten Versuchs-Meßgerät beinahe erreicht; mit den vorgeschlagenen Verbesserungen ließen sich bei einem fertigungsreifen Meßgerät gleichwertige Profilmessungen erzielen. Das Meßverfahren besitzt gegenüber der mechanischen Abtastung den Vorteil der Berührungslosigkeit.

Herrn Professor Dr.-Ing. D. Seltzer danke ich für seine weitreichende Unterstützung und für wertvolle Hinweise bei der Durchführung der Arbeit.

Herrn Professor Dr. rer.nat. A. Lohmann gebührt mein Dank für sein Interesse an der Abhandlung.

Für die Mitarbeit beim Aufbau der Meßeinrichtung und bei der Ausführung der Messungen möchte ich Herrn P. Huber und Herrn K. Bauder meinen Dank aussprechen.

8. Literatur

- [1] Rank Taylor Hobson (Hrsg.): Operation instructions
for "Talystep 1"
Leicester, England
- [2] Raith, S.: Verfahren zur berührungslosen Abstandsmessung
Deutsche Offenlegungsschrift 2053017, 1972
- [3] Ando, S.; Taniguchi, I.; Miyazawa, T.; Okada, K.:
A New Method of Contour Measurement by Gas Lasers
IEEE Journ. of Quantum Electronics, Vol. QE-3, Nr. 11,
1967, S. 576-580
- [4] Bogut, W.: Scanning-Interferenzmikroskopie mit dem
Mikroskop-Photometer
Microscopia acta, Band 76, Heft 1, 1974, S. 28-37
- [5] Bruning, J.H.; Herriott, D.R.; Gallagher, J.E.;
Rosenfeld, D.P.; White, A.D.; Brangaccio, D.J.:
Digital Wavefront Measuring Interferometer for Testing Optical Surfaces and Lenses
Appl. Optics, Vol. 13, No. 11, 1974
- [6] Raith, S.: Optischer Profilabtaster
Deutsche Patentanmeldung P 2528209.1, 1975
- [7] Francon, M.: Moderne Anwendungen der physikalischen Optik
Akademie-Verlag, Berlin, 1971, S. 107-108
- [8] Francon, M.: Optical Interferometry
Academic Press, New York, London, 1966, S. 91-97

- [9] Menzel, Mirandé, Weingärtner: Fourier-Optik und Holographie
Springer-Verlag, Wien, New York, 1973, S. 17-21
- [10] Graham, M. D.: A piezoelectric fine-focusing optical mount
Rev. Sci. Instrum., Vol. 45, No. 8, 1974, S. 1026-1027
- [11] Petersen: Anwendung von PXE in mechanischen Stellgliedern
Valvo-Laborbericht Nr. VIC 6932, 1969
- [12] Hicks, T.R.; Reay, N.K.; Scadden, R.J.: A servo controlled Fabry-Perot interferometer using capacitance micro-meters for error detection
Journal of Physics E: Scientific Instruments 1974, Vol. 7, S. 27-30
- [13] Mertz, L.: Transformations in Optics
John Wiley & Sons, Inc., New York, London, Sidney, 1966, S. 45
- [14] Tietze, U.; Schenk, Ch.: Halbleiter-Schaltungstechnik
2. Aufl., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1971, S. 251
- [15] ebenda, S. 255
- [16] Valvo (Hrsg.): Fotoelektronische Bauelemente
Valvo GmbH, Hamburg, 1967, S. 33
- [17] Walter, F.; Müller: Das LEITZ-Auflicht-Interferenzmikroskop
Mitteilung aus dem Labor Anwendung Mikro 23-68
Ernst Leitz GmbH, Wetzlar

- [18] Küpfmüller, K.: Die Systemtheorie der elektrischen
Nachrichtenübertragung. 3. Aufl.
S. Hirzel Verlag Stuttgart, 1968, S. 318

- [19] Rose, Ch.: Industrielles Fernsehen
R. Oldenbourg, München, 1959, S. 218

L e b e n s l a u f

20. 1. 1940 Geburt in Flöha/Sa.
- Vater: Gerhard Raith, Drogist
- Mutter: Marie Raith, geb. Meyer
- 1946 - 1954 Grundschule in Flöha
- 1954 - 1959 Oberschule Flöha und
 Bertha-von-Suttner-Schule Berlin
- 1959 Abitur
- 1959 - 1965 Studium der Physik an der
 Technischen Universität Berlin
- 1965 - 1970 Mitarbeiter der Firma Grundig, Fürth.
 Tätigkeit: Entwicklung von optisch-
 elektronischen Meßgeräten
- seit 1970 Wissenschaftlicher Assistent am Lehr-
 stuhl für Technische Elektronik an
 der Universität Erlangen-Nürnberg.

Copy - Center 2000

852 ERLANGEN · Obere Karlstr. 30
Tel. 09131 - 26197